

KfK 5096
Mai 1993

Einfluß von Kurzschlüssen und Lichtbögen auf die Sicherheit von Magnetsystemen

H. Kronhardt
Institut für Technische Physik
Projekt Kernfusion

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Technische Physik

Projekt Kernfusion

KfK 5096

**Einfluß von Kurzschläßen und Lichtbögen auf die Sicherheit
von Magnetsystemen***

H. Kronhardt

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

* Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der
Technischen Universität München genehmigte Dissertation

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Übersicht

Kurzschlüsse und elektrische Lichtbögen stellen eine der häufigsten Ursachen für Störungen des Betriebes von Magnetsystemen dar. Das Verhalten des gestörten Magnetsystems sowie das Brennverhalten von Hochstrom-Lichtbögen mit Strömen bis 5000 A und Stromdichten bis 30 A/mm^2 und insbesondere deren gegenseitige Beeinflussung sind an einem technisch relevanten supraleitenden Kompakt-Torus experimentell und analytisch untersucht worden. Die Analysen ermöglichen erstmals eine Beurteilung des Sicherheitsverhaltens großer Magnetsysteme bereits während der Entwurfsphase. Als Beispiel diente ein reaktorrelevantes Toroidalfeld-Spulen-System für die Kernfusion.

Influence of Short-Circuits and Electrical Arcs on Safety of Magnet Systems

Abstract

Short-circuits and electrical arcs are frequently responsible for disturbances in operation of superconducting magnet systems. The behaviour of magnet systems under fault conditions as well as the volt-ampere characteristics and the burning behaviour of high current arcs with currents up to 5000 A and current densities up to 30 A/mm^2 have been investigated experimentally and analytically. Also the mutual interaction of the inductive system and the electrical arc has been studied at a technologically relevant compact torus. The analysis enables for the first time a safety assessment of large magnet systems already during the design stage. A magnet system, which is relevant to the toroidal field coil system of a fusion reactor, serves as an example.

Inhaltsverzeichnis

1.0 Einleitung	1
2.0 Problemstellung und Ziel der Arbeit	3
2.1 Das toroidale Magnetsystem eines Tokamaks	3
2.2 Leiter- und Spulenaufbau	6
2.3 Der elektrische Kreis der TF-Spulen für NET	7
2.4 Analyse der möglichen Lichtbögen in einem Magnetsystem	8
2.5 Ziel der Arbeit und Vorgehensweise	10
3.0 Versuchsaufbau	12
3.1 Das supraleitende toroidale Magnetsystem TESPE	12
3.2 Elektrodenform und Aufbau der Druckkammer für die Untersuchung räumlich eingeschlossener Lichtbögen	14
3.3 Der elektrische Schaltkreis	16
3.4 Zündung des Lichtbogens	17
3.5 Versuchsdurchführung	18
3.5.1 Lichtbogenzündung mit Systementladung	18
3.5.2 Lichtbogenzündung ohne Systementladung	19
3.5.3 Lichtbogenzündung infolge mechanischen Trennens eines Kurzschlusses	19
4.0 Ergebnisse der Untersuchungen an frei brennenden Lichtbögen	20
4.1 Einfluß der Stromstärke auf die Brennspannung	23
4.2 Einfluß der Bogenlänge auf die Brennspannung	24
4.3 Einfluß der Bogenwanderung auf die Bogenspannung	25
4.4 Auflaufen des Bogens auf ein Hindernis	27
4.5 Zusammenfassung von Kap. 4	28
5.0 Ergebnisse der Untersuchungen an räumlich eingeschlossenen Lichtbögen	29
5.1 Charakteristische Meßkurve für einen räumlich eingeschlossenen Lichtbogen	29
5.2 Einfluß der Stromstärke auf die Bogenspannung	31
5.3 Ermittlung des Elektrodenfalls und des Säulengradienten für räumlich eingeschlossene Lichtbögen	33

5.4	Einfluß der Stromdichte auf die Bogenspannung	35
5.5	Einfluß des Magnetfeldes auf die Lichtbogenspannung	39
5.6	Lichtbogenbrennen bei Mehrfach-Elektroden	42
5.6.1	Das Verhalten des Lichtbogens	44
5.6.2	Die Brennspannung des Bogens	45
5.6.3	Verhalten bei zeitlicher Verzögerung der Zündung des zweiten Bogens	46
5.7	Einfluß des Druckes in der Brennkammer auf die Bogenspannung	47
5.8	Zusätzliche Betrachtungen zum Lichtbogenverhalten bei veränderten äußeren Bedingungen	50
5.9	Zusammenfassung von Kap. 5	51
6.0	Das Verhalten des TESPE-Magnetsystems bei einer Störung	52
6.1	Normalentladung von TESPE	52
6.2	Systementladung mit einem Kurzschluß über einer Spule	52
6.2.1	Vergleich von theoretischen Stromverläufen mit Messungen an TESPE	55
6.3	Laden des Systems mit einem Kurzschluß über einer Spule	57
6.4	Systemverhalten mit einem Lichtbogen über einer Spule	59
6.4.1	Diskussion der einzelnen Vorgänge	61
6.4.2	Vergleich der theoretischen Verläufe mit einer Meßkurve an TESPE	65
6.5	Systemverhalten mit Lichtbogen über dem Gesamtsystem	66
6.6	Systemverhalten mit einem Lichtbogen im Strompfad	68
6.7	Zusammenfassung von Kap. 6	70
7.0	System- und Lichtbogenverhalten bei aktiven Maßnahmen zur Reduzierung der Lichtbogenenergie durch Eingriffe in den Entladungsablauf	71
7.1	System- und Lichtbogenverhalten beim Überbrücken des Bogens mit einem Parallelwiderstand	71
7.2	System- und Lichtbogenverhalten beim Entladungsstopp	73
7.3	Einfluß der Systementladespannung auf die Zündung und das Verhalten des Bogens nach einem Kurzschluß	74
7.4	Zusammenfassung von Kap. 7	79

8.0	Übertragung der TESPE-Ergebnisse auf NET und Diskussion des Systemverhaltens	80
8.1	Übertragung der Lichtbogenergebnisse von TESPE auf NET	80
8.1.1	Räumlich eingeschlossene Lichtbögen	82
8.1.2	Frei brennende Lichtbögen	85
8.2	Stromverteilung im TF-Spulenkreis des NET-Systems	86
8.2.1	Verlauf des Spulenstroms im Normalbetrieb	86
8.2.2	Stromverteilung im TF-Spulenkreis bei einem Kurzschluß	89
8.2.3	Entladung nur eines Spulenkreises bei einem Spulenkurzschluß	93
8.2.4	Stromverteilung im NET-TF-Spulenkreis bei einem Lichtbogen über einer Spule	95
8.2.5	Stromverteilung in NET mit einem Lichtbogen im Strompfad	96
8.3	Übertragung der TESPE-Ergebnisse auf NET-Version mit dem TF-Spulenstrom von 40 kA	99
8.4	Mögliche Verhalte des Lichtbogens im NET-System	103
8.4.1	Lichtbogen in der Spulenwicklung nach Durchbrennen eines Kurzschlusses	103
8.4.2	Lichtbogen in der Spule nach Leiterbruch	104
8.4.3	Lichtbogen an Stromzuführung oder Stromverbinde	105
8.4.4	Lichtbogen infolge eines Spannungsdurchschlags	106
8.5	Zusammenfassung von Kap. 8	107
9.0	Zusammenfassung, Schlußfolgerungen und Empfehlungen für den Entwurf zukünftiger Magnetsysteme	109
	Literaturverzeichnis	116
	Anhang A	123
	Anhang B	137
	Danksagung	

1.0 Einleitung

Die Arbeiten in der Fusionsforschung konzentrieren sich weltweit auf Reaktorkonzepte mit magnetischem Plasmaeinschluß, wobei das Prinzip des Tokamaks favorisiert wird. Die zum Einschluß des Plasmas benötigten magnetischen Felder sollen mit einem supraleitenden Magnetsystem erzeugt werden, um eine positive Energiebilanz des Fusionsreaktors zu gewährleisten. Das supraleitende Magnetsystem stellt eine der größten und teuersten Reaktorkomponenten dar, die in Hinsicht auf Zuverlässigkeit und Sicherheit hohen Anforderungen unterliegt.

Während des Betriebes großer supraleitender Magnete können Störungen des supraleitenden Zustandes auftreten, die eine schnelle Auskopplung der gespeicherten Energie erforderlich machen. Im Regelfall wird nach Detektion der Störung die Energie des Magnetsystems in einen äußeren Widerstand schnell und sicher entladen. Da hierfür hochempfindliche Detektoren sowie aktive Schaltelemente benötigt werden, stellt die magnetisch gespeicherte Energie, die durch das erforderliche magnetische Feld und das mit Magnetfeld gefüllte Volumen vorgegeben ist, dennoch ein Gefährdungspotential dar, dessen Beherrschung theoretisch und experimentell zu untersuchen ist. Die nachfolgend beschriebenen Sicherheitsuntersuchungen an supraleitenden Magneten werden beispielhaft für das Toroidalfeld-Spulensystem durchgeführt.

Der Entwurf der Magnete ist einer Vielzahl von Randbedingungen unterworfen, die Kompromisse z. B. hinsichtlich Betriebsstromstärke und Induktivität notwendig machen. Erwünscht ist eine kleine Induktivität der Spulen, um in vorgegebener Zeit mit möglichst geringer Spannung das System möglichst schnell zu entladen. Diese Tendenz zu kleinen Induktivitäten findet ihre Begrenzung — konstante gespeicherte Energie vorausgesetzt — durch die damit verbundene Vergrößerung der Betriebsstromstärke. Das wiederum bedeutet eine Vergrößerung der geometrischen Abmessungen des Leiters und folglich Einschränkung seiner Handhabbarkeit und Biegefähigkeit desselben. Zusätzlich erhöhen sich die Wärmeverluste in den Stromzuführungen. Die geforderte magnetische Durchflutung ist nur mit hohen Spulenwindungszahlen zu erreichen. Zusammen mit den geometrischen Abmessungen kommt man auf hohe Werte für die Spuleneigeninduktivität. Die hohen Wechselinduktivitäten, die durch die kompakte Anordnung der Toroidalfeld-Spulen bestimmt sind, bewirken eine starke induktive Kopplung zwischen den Spulen.

Die Entladespannungen bei den bereits ausgeführten und in der Planung befindlichen Anlagen liegen im Kilovolt-Bereich. Diese sollten einerseits für eine schnelle Entladung des Systems möglichst hoch sein, um eine unzulässig hohe Aufheizung der Magnete beim Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand zu vermeiden; sie sind andererseits durch die Durchschlagsfestigkeit der Isolationsmaterialien nach oben begrenzt, um elektrische Über- bzw. Durchschläge zu verhindern.

Beim Betrieb der großen Magnete sind außerdem Störungen denkbar, die nicht nur die Verfügbarkeit der Anlage beeinträchtigen, sondern auch Sicherheitsfragen aufwerfen [1-5]. Bei einem Fusionsreaktor sind Zerstörungen von Komponenten, die mit einer Freisetzung von radioaktivem Material verbunden sind, als größte Gefahr für die Umgebung einzustufen. Im Toroidalfeld des Next European Torus (NET) [6] wird je nach Entwurf eine Gesamtenergie von 25 GJ bis 42 GJ bei Betriebsströmen zwischen 16 kA und 40 kA magnetisch gespeichert. Diese gespeicherte Energie stellt das Hauptgefährdungspotential durch die supraleitenden Magnete dar, falls sie bei einem Störfall unkontrolliert freigesetzt wird.

Thome u. a. [7] berichten über Fehler, die in großen Magneten aufgetreten sind, und analysieren sie in Hinblick auf Fehlerursache, Fehlerart und Fehlerort. Dabei stellen sie fest, daß die meisten Fehler auf Konstruktionsfehler zurückzuführen sind. Bei insgesamt 31 ausgewerteten Störungen sind 13 Konstruktionsfehler ermittelt worden. In der Sparte "Fehlerort" wird die Spulenwicklung 11mal genannt. Als häufigste Fehler werden Lichtbögen- und Kurzschlußbildung (10mal) vor mechanischen Überlasten (8 Fehler) gemeldet. Jüngst [8] hebt in einer Übersicht über verschiedene Aspekte von Störungen des Magnetsystems und ihre Auswirkungen auf die Sicherheit hervor, daß die entscheidenden Mechanismen für eine denkbare ungewollte Umsetzung der gespeicherten Energie mit zerstörender Wirkung im wesentlichen durch die Zündung eines elektrischen Lichtbogens entstehen.

Daneben sind unvorhergesehene hohe Schieflasten an der Spulenstruktur von Wichtigkeit. Sie entstehen durch Unsymmetrien in der Stromverteilung, wie sie bei vorhandenen oder erzeugten elektrischen Kurzschlüssen in der Spulenwicklung während einer Systemstromänderung durch Induktionseffekte hervorgerufen werden. Bei unzureichender Abstützung können die Schieflasten zu erheblichen Schäden am Magnetsystem führen. Mit verfügbaren Rechenprogrammen lassen sich die Ströme [9, 10] und Felder und folglich die Kräfte und Belastungen der Struktur [11, 12] zwar berechnen, jedoch steht die resultierende Bevorzugung einer möglichst massiven Abstützung in Konkurrenz zu der Notwendigkeit von vielen Öffnungen für den Zugang zum Plasmaraum. Es ist noch nicht gesichert, ob der schwierigste Fall (s. Kap. 6.3) mechanisch passiv beherrschbar ist. Im Falle von Lichtbögen ist die Vorausberechnung der Stromverteilung schwieriger, da hierfür die Strom-Spannungs-Charakteristik des Lichtbogens bekannt sein muß.

2.0 Problemstellung und Ziel der Arbeit

Wie bereits einleitend erwähnt, stellt die unkontrollierte Freisetzung der magnetisch gespeicherten Energie das Hauptgefährdungspotential durch große Magnetsysteme dar. Die häufigste Ursache für eine Störung des Normalbetriebs bilden Kurzschlüsse und elektrische Lichtbögen. Daher ist besonders für diese Störfälle die Kenntnis des Systemverhaltens sowohl für die Sicherheit der Anlage selbst als auch der Umgebung von großer Bedeutung. Im Falle eines elektrischen Lichtbogens lässt sich das zeitliche Verhalten des gestörten Systems nur beschreiben, wenn die Strom-Spannungs-Kennlinie des Bogens bekannt ist. Die Berechnung der am Fehlerort lokal in Wärme umgesetzten elektrischen Energie und der Zeit, die für mögliche Gegenmaßnahmen verbleibt, ist ebenfalls nur mit Kenntnis der Strom-Spannungs-Charakteristik des Bogens möglich.

Der elektrische Lichtbogen ist bereits eingehend von verschiedenen Autoren [13-19] untersucht worden. Seine Charakteristik ist bis zu einer Stromstärke von 200 kA [20] aufgenommen worden. Der Einfluß eines magnetischen Feldes bis etwa 1 T und/oder einer Gasströmung auf das Bogenverhalten [21, 22] ist ebenfalls untersucht worden. Dabei hat man jedoch stets versucht, vereinfachte Randbedingungen zu schaffen, wie zum Beispiel kein oder nur sehr geringer Abbrand an den Elektroden, keine Änderung der Gaszusammensetzung und keine Änderung interner Gasströmungen. Die unmittelbare Umgebung des Lichtbogens beeinflußt entscheidend das Verhalten und die Strom-Spannungs-Kennlinie des Lichtbogens. Daher ist eine Untersuchung des Lichtbogenbrennverhaltens und der Wechselwirkungen des Bogens mit dem Magnetsystem unter möglichst realitätsnahen Bedingungen auszuführen. Es müssen die Randbedingungen, die ein Lichtbogen in dem zu untersuchenden System vorfindet, wie z. B. räumlicher Einschluß, möglicher Abbrand und Druckaufbau, magnetische oder andere Beeinflusungen, möglichst gut nachgebildet werden. Im folgenden wird bevorzugt das Toroidal-Feld-Spulensystem diskutiert. Die Ergebnisse zum Systemverhalten werden jedoch allgemein gehalten und lassen sich auf andere Magnetsysteme übertragen.

2.1 Das toroidale Magnetsystem eines Tokamaks

Die Aufgabe der Haupt- oder Toroidalfeldspulen (TF-Spulen) in einem Tokamak ist es, ein geschlossenes, ringförmiges magnetisches Feld zu erzeugen. Durch die Überlagerung mit dem Feld des Plasmastroms entsteht das für den stabilen und sicheren Einschluß des Plasmas erforderliche Feld mit spiralförmigen Feldlinien. Der Strom im Plasma wird seinerseits durch Poloidalfeldspulen (PF-Spulen) induziert. Er liegt für NET (Next European Torus) und ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) bei etwa 10 bis 20 MA. Für NET wird ein toroidales magnetisches Feld von 4,5 T auf der Plasmaachse mit einer maximalen Welligkeit unter $\pm 1,2\%$ am Plasmarand gefordert. Mit weiteren PF-Spulen wird die Lage des Plasmas innerhalb der TF-Spulen gesteuert.

Während die PF-Spulen entsprechend dem Plasmabrennzyklus schnell gepulst werden, sind die TF-Spulen für Dauerbetrieb vorgesehen.

Es sei noch angemerkt, daß zwei Versionen für die NET-TF-Spulen verfolgt werden, wobei der wesentliche Unterschied im Spulenstrom liegt. Für die eine Ausführung, die hier als Version A bezeichnet wird, ist ein Strom in den TF-Spulen von 16 kA vorgesehen, Version B hat etwa 40 kA und ist mit den Auslegungsdaten für ITER nahezu identisch. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich zunächst auf die 16-kA-Version. Für mehrere repräsentative Fälle werden die Ergebnisse auf die 40-kA-Version übertragen.

Das toroidale Magnetfeld wird bei NET von 16 supraleitenden Spulen erzeugt, die an der Wicklung ein maximales Magnetfeld von 11,2 T erreichen. Die D-förmigen Spulen mit den äußereren Abmessungen von $13\text{ m} \times 7,6\text{ m}$ — alle Angaben für einen Referenzentwurf aus [6] — sind gleichmäßig am Umfang verteilt und, wie es aus Abb. 2.1 hervorgeht, bilden mit ihrer Bohrung den Torus für die Aufnahme der Plasmakammer. Die Spulenwicklung weist eine Ausdehnung von etwa 700 mm in axialer und etwa 560 mm in radialer Richtung auf. Das Gewicht einer Spule liegt bei 200 t, wobei das supraleitende Windungspaket mit der Isolation etwa die Hälfte des Gewichtes ausmacht. Alle Spulen befinden sich in einem gemeinsamen Systemkryostaten.

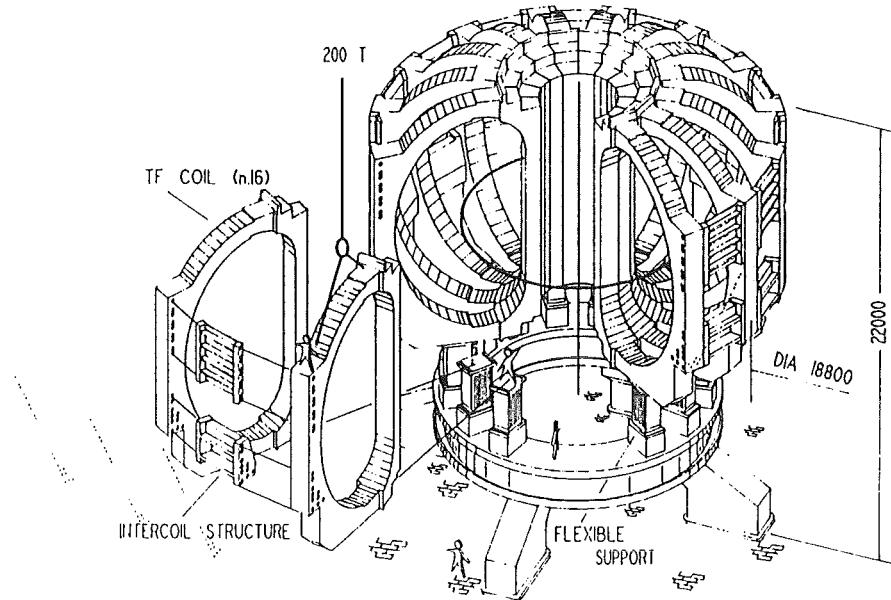


Abb. 2.1: Das toroidale Magnetsystem von NET (Entwurfszeichnung).

Die Eigeninduktivität einer NET-TF-Spule beträgt 4,5 H, die des gesamten Torus etwa 195 H. Bei einem Betriebsstrom von 16 kA beträgt die induktiv gespeicherte Energie des Torus rund 25 GJ, welche bei einer Störung des Betriebszustandes schnell und

sicher ausgekoppelt werden muß. Die Energieauskopplung erfolgt in Widerstände hoher Wärmekapazität, die sich außerhalb des Systemkryostaten befinden.

Wegen der engen geometrischen Anordnung der Spulen und ihrer hohen Eigeninduktivitäten sind die Kopplung zwischen den Spulen und die daraus resultierenden Wechselinduktivitäten entsprechend hoch. In Tabelle 2.1 ist die untere — da $M_{i,k} = M_{k,i}$ ist, ist die Matrix symmetrisch — Induktivitätsmatrix für die Spulen 1 bis 9 zusammengestellt. Daraus berechnet sich die gesamte Wechselinduktivität einer Spule M_{Sp} mit den übrigen 15 Spulen zu 7,65 H. Der nach Gleichung 2.1.1 als Quotient aus der gesamten Gegeninduktivität einer Spule und ihrer Eigeninduktivität definierte Kopplungsfaktor k beträgt für eine NET-TF-Spule etwa 1,68, d. h. mit dem Strom einer Spule ist insgesamt das 2,68fache des eigenerzeugten magnetischen Flusses verkettet.

$$k_k = \frac{\sum_{i=1}^n M_{i,k}}{L_k} \quad \text{für } k \neq i \quad (2.1.1)$$

	k = 1	2	3	4	5	6	7	8	9
i = 1	16,78								
2	6,356	16,78							
3	3,089	6,356	16,78						
4	1,731	3,089	6,356	16,78					
5	1,068	1,731	3,089	6,356	16,78				
6	0,721	1,068	1,731	3,089	6,356	16,78			
7	0,535	0,721	1,068	1,731	3,089	6,356	16,78		
8	0,444	0,535	0,721	1,068	1,731	3,089	6,356	16,78	
9	0,416	0,444	0,535	0,721	1,068	1,731	3,089	6,356	16,78

Tabelle 2.1: Induktivitätsmatrix für NET Version A (Referenzentwurf nach [6]) für die Spulen 1 bis 9. (Werte in μH pro Quadrat der Windungszahl.)

2.2 Leiter- und Spulenaufbau

Für die 16-kA-Version von NET wird ein vom Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelter Leiter auf Nb₃Sn-Basis vorgeschlagen [23, 24]. Der Leiteraufbau geht aus Abb. 2.2 hervor. Der Kern des Leiters besteht aus einem Flachseil aus 31 Adern eines kommerziell erhältlichen Nb₃Sn-Leiters in der sog. Bronzetechnik, das in zwei U-Profilen aus CuNi eingelötet ist. Das Einlöten erfolgt nach der Reaktionsglühung, bei der eine Umwandlung der in einer Bronzematrix eingebetteten Nb-Filamente in die supraleitende Nb₃Sn-Phase erfolgt. Um den Leiter thermisch zu stabilisieren und um die Temperaturerhöhung im Falle eines Quenches zu reduzieren — als Quench wird der Übergang des Supraleiters in den normalleitenden Zustand bezeichnet —, werden zwei geröbelte Cu-Flachseile auf den Kern gelötet. Der so gefertigte Leiter wird in eine Edelstahlhülle eingeschweißt, die ihm die erforderliche mechanische Stabilität verschafft und eine interne Zwangskühlung des Leiters ermöglicht. Die Hohlräume zwischen den Cu-Adern bilden die Strömungskanäle für das Kühlmittel Helium, das im überkritischen Zustand bei einer Temperatur von 4,5 K in die Spule eintritt.

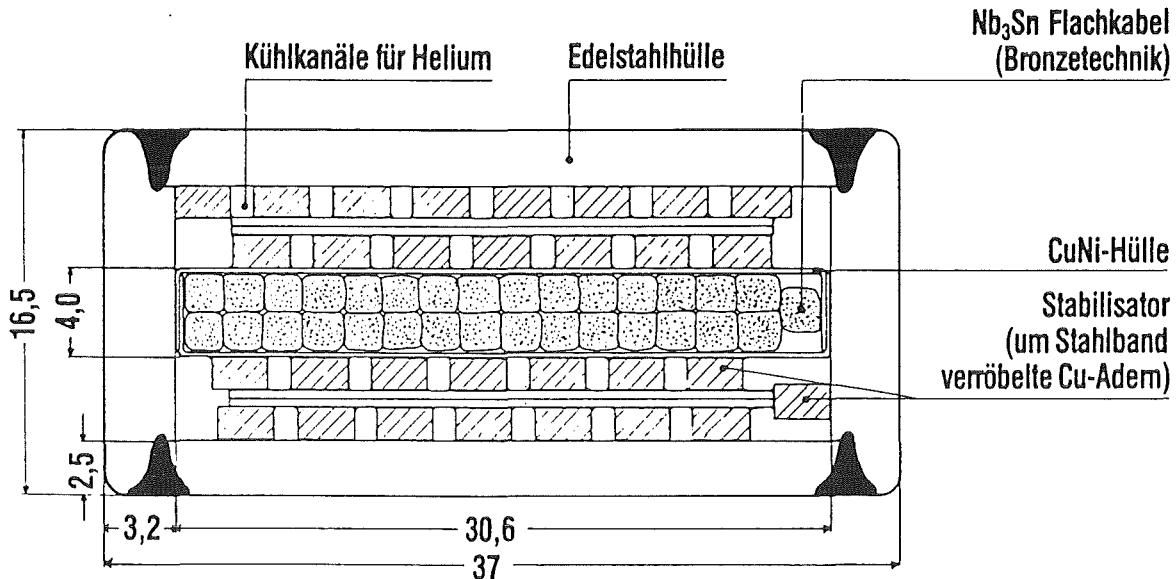


Abb. 2.2: Aufbau des NET-Leiters für die 16-kA-Version.

Jede Spule besteht aus 18 nebeneinander liegenden Scheiben (Pancakes), wobei jede Scheibe aus 30 Lagen mit je einer Windung aufgebaut ist. Um Stromverbindungen zwischen den Scheiben im Hochfeld- und damit besonders kritischen Bereich der Spule zu vermeiden, werden jeweils zwei Scheiben zu einer Doppelscheibe zusammengefaßt. Dabei wird von der Mitte des Leiters aus mit dem Wickeln begonnen, so daß sämtliche Anschlüsse außen an der Spule im Niederfeldbereich liegen (Doppelpancake, "One-in-hand"-Wicklung). Die hydraulische Kühlkanallänge kann durch die Anwendung der sog. "Two-in-hand"-Wickeltechnik halbiert werden. Dabei werden gleichzeitig zwei Leiterlagen gewickelt. Die Herstellung der Spulen soll nach dem "react and wind"-Verfahren

erfolgen. Der bereits reaktionsgeglühte Leiter wird mit Glasfaserband umwickelt und zur Spule verarbeitet. Anschließend wird das Windungspaket im Spulengehäuse mit Epoxidharz unter Vakuum vergossen. Dadurch entsteht in Verbindung mit dem Glasfaserband eine elektrisch und mechanisch feste Isolierung und eine zusätzliche mechanische Versteifung des gesamten Windungspaketes. Die Isolationsdicke beträgt zwischen den Lagen 1 mm und zwischen den Scheiben 1,3 mm.

2.3 Der elektrische Kreis der TF-Spulen für NET

Bei NET sind die Toroidalfeldspulen in zwei Stromkreise unterteilt, wobei jeder Kreis aus 8 in Reihe geschalteten Spulen besteht. Wie aus Abb. 2.3 hervorgeht, ist der Spulenkreis so aufgebaut, daß zwei benachbarte Spulen zu unterschiedlichen Stromkreisen gehören: Die Spulen 1, 3, 5,...15 gehören z. B. zu Kreis 1 und die Spulen 2, 4, 6,...16 zu Kreis 2. Die Entladewiderstände der beiden Teilkreise sind in je 8 Widerstände unterteilt, so daß jeder Spule 1/8 des Gesamtwiderstandes eines Kreises zugeordnet ist.

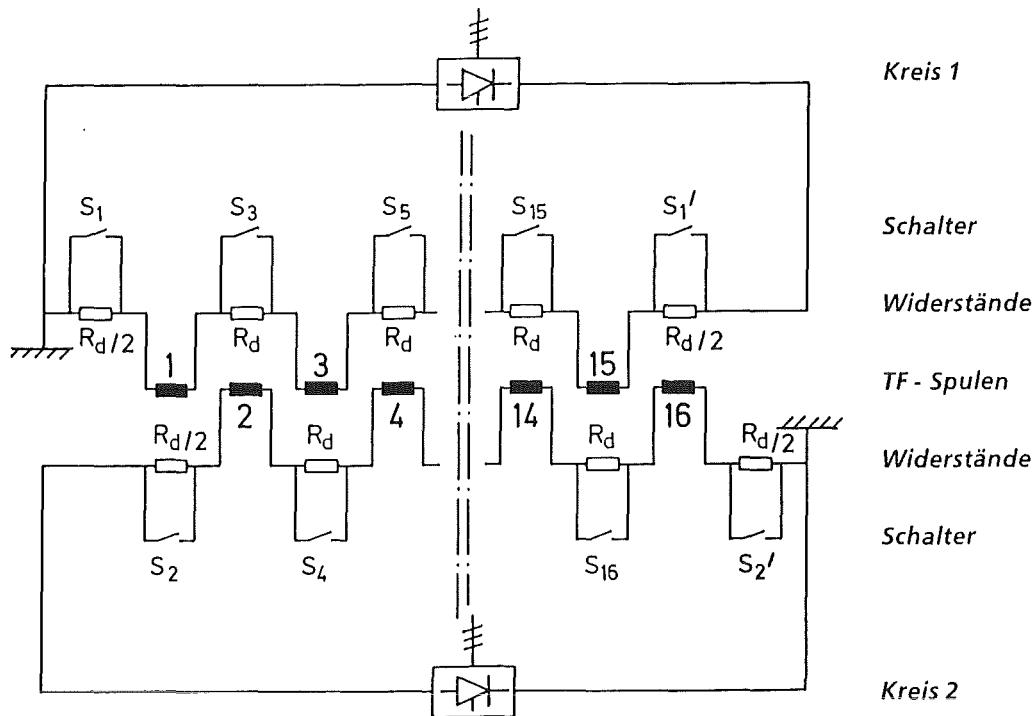


Abb. 2.3: Der elektrische Kreis der NET-TF-Spulen.

Die gewählte elektrische Schaltung der TF-Spulen gewährleistet auch im Falle ungleichen Stroms in den beiden Kreisen eine symmetrische Kräfteverteilung auf die zentrale Stützsäule bzw. auf das zentrale Gewölbe und verhindert das Auftreten von Lateralkräften an den Torusspulen. Für NET wurde die maximale Spannung zur Masse auf 20 kV und die an den Stromzuführungen einer Spule auf 10 kV begrenzt. Durch die

gewählte Schaltung wird bei Schaltfehlern die maximale Spannung zur Masse im Vergleich zu einer Reihenschaltung aller 16 Spulen halbiert [25].

2.4 Analyse der möglichen Lichtbögen in einem Magnetsystem

In einem komplexen Magnetsystem ist das Auftreten von Fehlern, die das Systemverhalten erheblich beeinträchtigen können, an bzw. in zahlreichen Komponenten denkbar. Betrachtet man den elektrischen Lichtbogen als einen möglichen Fehler, so ist für seine nähere Analyse die Betrachtung folgender Punkte besonders hilfreich:

1. Lichtbogenentstehungsart: Zündmechanismus des Lichtbogens und die typischen Systemzustände,
2. Entstehungsort des Bogens: Einfluß der Bogenumgebung auf die Brennspannung und das Verhalten des Lichtbogens,
3. Auswirkung des Bogens auf den elektrischen Schaltkreis des Systems: in Serie und parallel zu Induktivitäten liegende Bögen.

Zu 1:

In einem elektrotechnischen System sind mehrere Vorgänge denkbar, die zur Zündung eines elektrischen Lichtbogens führen können. Sie alle basieren auf dem physikalischen Effekt der Ionisierung einer Gasstrecke zwischen zwei elektrisch leitenden Flächen. Die Ionisierung kann infolge eines elektrischen Durchschlags allein oder in Verbindung mit einer thermischen Vorionisierung des Gases erfolgen. Wenn von dem System noch zusätzlich eine hohe Spannung aufgebaut werden kann, wie z. B. in einem induktiven System bei schnellen Stromänderungen, dann führt diese Situation häufig zu einem Lichtbogen. Die in einem supraleitenden Magnetsystem denkbaren Lichtbögen lassen sich bezüglich ihrer Entstehungsart wie folgt einteilen:

- a) Lichtbögen, die infolge eines elektrischen Über- bzw. Durchschlags an stromführenden Teilen zünden, und
- b) Lichtbögen, die infolge der Trennung eines stromtragenden Leiters oder einer Kurzschlußverbindung zünden.

Ein elektrischer Überschlag an stromführenden Teilen, wie z. B. an Stromzuführungen oder bei badgekühlten Spulen an den Scheiben innerhalb der Spulen, ist vor allem während einer Systemstromänderung möglich. Denn während des Konstantstrombetriebes liegt an den Spulen nahezu keine Spannung an, und das Netzgerät liefert insgesamt nur eine geringe Spannung, die zur Überwindung des ohmschen/normalleitenden Widerstandes der Schalter und der Zuleitungen erforderlich ist. Die Spannung baut sich erst bei einer eingeleiteten Stromänderung auf.

Dagegen ist das Trennen eines stromtragenden Leiters während des gesamten Betriebs im gesamten Magnetsystem denkbar. Die Trennung kann erfolgen auf

- a) thermischem Wege, durch Überhitzen und Schmelzen des Supraleiters,
- b) mechanischem Wege, durch mechanischen Bruch eines Leiters oder eines Stromverbinders und
- c) thermomechanischem Wege, durch mechanischen Bruch nach vorangegangener thermischer Schwächung des Leiters oder eines Stromverbinders.

Zu 2:

Die unmittelbare Umgebung des Lichtbogens hat einen entscheidenden Einfluß auf sein Brennverhalten und seine Strom-Spannungs-Kennlinie. Aus diesem Grunde ist folgende Einteilung der Bögen nach ihrem Entstehungsort zweckmäßig:

- a) Lichtbögen außerhalb der Spule im Systemkryostaten,
- b) Lichtbögen außerhalb des Systemkryostaten im Maschinen- /Betriebsraum und
- c) Lichtbögen im Wicklungspaket einer Spule.

Lichtbögen außerhalb der Spulen verhalten sich wie frei brennende Bögen, die eventuell der Kraftwirkung eines Magnet- oder Gasströmungsfeldes unterliegen. Der im Vakuumraum infolge eines Spannungsüberschlags brennende Lichtbogen gehört zu den klassischen Niederdruckbögen [26], wenn der Abbrand an den Elektroden gering bleibt. In einer Spule brennt dagegen ein räumlich eingeschlossener Metalldampfbogen. Seine Charakteristik wird von den örtlichen Gegebenheiten, wie z. B. dem Spulenaufbau, beeinflußt. Die in einer Gas- oder Metalldampf atmosphäre bei Normaldruck oder Überdruck brennenden Lichtbögen gehören zu den sogenannten Hochdruckbögen, die aus einer thermischen Säule und den den Elektroden vorgelagerten Kontraktionsgebieten bestehen.

Der elektrische Lichtbogen wird durch seine Strom-Spannungs-Kennlinie charakterisiert. Die Brennspannung des Bogens setzt sich additiv aus den Spannungsabfällen an der Anode und Kathode sowie der Spannung der Säule zusammen. Die Spannung des Anoden- und Kathodenfalls hängt hauptsächlich vom Elektrodenmaterial und dem Entladungsgas ab. Die Säulenspannung ist der Bogenlänge proportional. Die Säulenfeldstärke wird von der elektrischen Leitfähigkeit des Bogenplasmas bestimmt. Die Leitfähigkeit selbst ist eine Funktion der Temperatur [17]. Die radiale Temperaturverteilung des Bogens leitet sich aus seiner Energiebilanz ab [13]. Der Verlauf der Säulenfeldstärke eines räumlich eingeschlossenen Lichtbogens kann durch einen empirischen Ansatz der Form $E = A + B/I^n$ beschrieben werden [16, 17]. Die Konstanten A und B sind jedoch versuchsbedingt und hängen vom Gas und Elektrodenmaterial ab [16]. Für den fallenden und den steigenden Ast der Kennlinie sind unterschiedliche Exponenten n anzusetzen. Weitere, für die Diskussion der Ergebnisse dieser Arbeit erforderliche physikalische

Grundbetrachtungen zum Lichtbogen und die für die Übertragung der experimentellen Ergebnisse auf andere Systeme erforderlichen Ähnlichkeitsgesetze für Gasentladungen sind in Anhang B zusammengefaßt.

Zu 3:

Hinsichtlich des Einflusses des Lichtbogens auf den elektrischen Schaltkreis des Magnet-systems kann unterschieden werden zwischen:

- a) Bögen, die eine Induktivität kurzschließen und damit zusätzliche Stromschleifen bilden, und
- b) Bögen, die mit der Systeminduktivität in Reihe liegen und folglich den gesamten Systemstrom führen.

Elektrische Lichtbögen über einer Induktivität, wie z. B. über einer oder mehreren Windungen, über einer Scheibe oder einer Spule, verhalten sich elektrisch wie Kurzschlüsse, d.h. bei einer Änderung des magnetischen Flusses können über den Lichtbogen Ausgleichs- oder Induktionsströme fließen. Das bewirkt zusätzlich zu der thermischen Schädigung der Magnete starke Unsymmetrien in der Strom- und folglich in der Lastverteilung. Die Höhe der Kräfte, die dabei entwickelt werden können, hängt u. a. von der (quasi-)kurzgeschlossenen Induktivität und ihrem Kopplungskoeffizienten ab. Die Kräfte besitzen ihr größtes Gefährdungspotential bei einem Lichtbogen über einer kompletten Spule. Sie müssen von der Spulenzwischenstruktur aufgenommen werden.

Ein Lichtbogen im Strompfad beeinflußt die Stromverteilung insofern, als er selbst die Ursache für die zeitliche Änderung des Systemstroms ist. Die Stromänderungsgeschwindigkeit entspricht dabei dem Verhältnis der Lichtbogenspannung zu der Kreisinduktivität, solange keine Entladung des Systems in den äußeren Widerstand erfolgt.

2.5 Ziel der Arbeit und Vorgehensweise

Das Ziel dieser Arbeit ist es, das Verhalten eines relevanten Magnetsystems unter Störfallbedingungen, das Brennverhalten von Hochstrom-Lichtbögen unter realistischen Umgebungsbedingungen und die Wechselwirkung zwischen Lichtbogen und Magnetsystem zu untersuchen. Dazu wird das supraleitende toroidale Magnetsystem TESPE [27] benutzt, das bei einem Systemstrom von 8000 A rund 10,7 MJ Energie speichert. Es werden Strom-Spannungs-Kennlinien für Lichtbögen mit Strömen bis maximal 5000 A und einer Stromdichte bis 30 A/mm^2 aufgenommen. Der Einfluß eines transversalen Magnetfeldes bis 3 T auf die Lichtbogenspannung wird untersucht. Es wird zwischen Lichtbögen außerhalb und innerhalb der supraleitenden Magnete unterschieden, ihre äußeren Umgebungsbedingungen werden nachgebildet.

Die an TESPE experimentell ermittelten zeitlichen Stromverteilungen werden analysiert, ihr Verlauf erklärt und mit theoretisch errechneten verglichen. Damit wird die Grundlage geschaffen, die Ergebnisse auf beliebige Magnetsysteme zu übertragen und deren Verhalten im Störfall vorherzusagen, was besonders für zukünftige Fusionsanlagen von großer Bedeutung ist. Denn damit kann bereits in der Konstruktionsphase das System analysiert und sein Gefährdungspotential durch entsprechenden Entwurf minimiert werden. Als Beispiel wird hier der Toroidalfeldspulenkreis des noch in der Entwurfsphase befindlichen NET-Systems betrachtet. Die an TESPE experimentell ermittelten Strom-Spannungs-Charakteristiken des Lichtbogens werden mit Hilfe von Ähnlichkeitsbetrachtungen für Gasentladungen [28, 29] auf NET-Verhältnisse übertragen. Die erhaltenen Spannungswerte werden dann zur Berechnung von zeitlichen Stromverteilungen im TF-Spulenkreis für besonders kritisch erscheinende Fälle herangezogen. Aus den Schlußfolgerungen werden abschließend Empfehlungen für den Entwurf von Magnetsystemen abgeleitet.

3.0 Versuchsaufbau

Die experimentellen Untersuchungen zum Magnetsystem- und Lichtbogenverhalten erfolgten am supraleitenden Torus TESPE, der seine gespeicherte Energie in den Lichtbogen speiste und den Bogen mit der erforderlichen Brennspannung versorgte. Die Bögen wurden in speziellen mit He-Gas gefüllten Kammern außerhalb des Magnetkryostaten unter Verwendung von Zündhilfen initiiert. Die frei brennenden Lichtbögen brannten zwischen runden Cu-Elektroden — 15 mm bzw. 50 mm im Durchmesser — oder an Cu-Laufschienen in einer Kammer mit dem Durchmesser 0,6 m. Die räumlich eingeschlossenen Bögen wurden in Druckkammern gezündet. Die Zündung der Bögen erfolgte in Anlehnung an ihre möglichen Entstehungsarten in einem Spulensystem.

3.1 Das supraleitende toroidale Magnetsystem TESPE

Der supraleitende Torus TESPE (Toroidales Energie-Speicher-Experiment) wurde im Rahmen des europäischen Fusionstechnologie-Programms am Institut für Technische Physik des Kernforschungszentrums Karlsruhe aufgebaut [27, 30 - 32]. Mit dieser Experimentiereinrichtung sollen Erfahrungen für die Konstruktion, den Normalbetrieb und das Störfallverhalten großer toroidaler Magnetsysteme für Fusionsreaktoren gesammelt werden. TESPE ist ein technologisch relevanter supraleitender Torus mit D-förmigen Spulen und bietet damit einzigartige Möglichkeiten, das Systemverhalten im Störfall zu studieren und Sicherheitsuntersuchungen an einem Magnetsystem auszuführen. Die Konstruktion erlaubt den gezielten Einbau von Kurzschlüssen über den einzelnen Spulen im Kryostaten sowie das Zünden von Lichtbögen über einer Spule oder dem gesamten System außerhalb des Kryostaten. Der Aufbau des TESPE-Systems geht aus der Abb. 3.1 hervor.

Der Torus, dessen äußerer Durchmesser 2,55 m beträgt, besteht aus 6 supraleitenden D-förmigen Spulen mit einer inneren Bohrung von $0,5 \times 0,6$ m. Der TESPE-Leiter ist ein Flachseil aus 24 Adern, das auf einem NiCr-Falzkern verlötet ist. Die einzelnen Adern bestehen aus jeweils 1700 NbTi-Filamenten von $20 \mu\text{m}$ Durchmesser, die in eine Kupfermatrix eingebettet sind. Der Leiter ist in fünf Doppelscheiben mit je 2×24 Windungen aufgewickelt. Die Spulen sind badgekühlt mit Zwangsströmung: Der Supraleiter wird direkt vom flüssigen Helium benetzt, das in einer leichten Strömung zwischen den Scheiben durch die Spule fließt. Insgesamt muß eine Masse von rund 8000 kg (Spulen, Zwischenstruktur, Ringbehälter und Leitungen) auf die Temperatur des flüssigen Heliums abgekühlt werden. Der gesamte Aufbau befinden sich im Vakuumraum des Systemkryostaten. Ein Stickstoff-Kühlschild und metallische Superisolations reduzieren die thermischen Verluste durch Wärmeeinstrahlung von außen. Die Abb. 3.2 gibt einen Blick auf TESPE beim geöffneten Kryostaten.

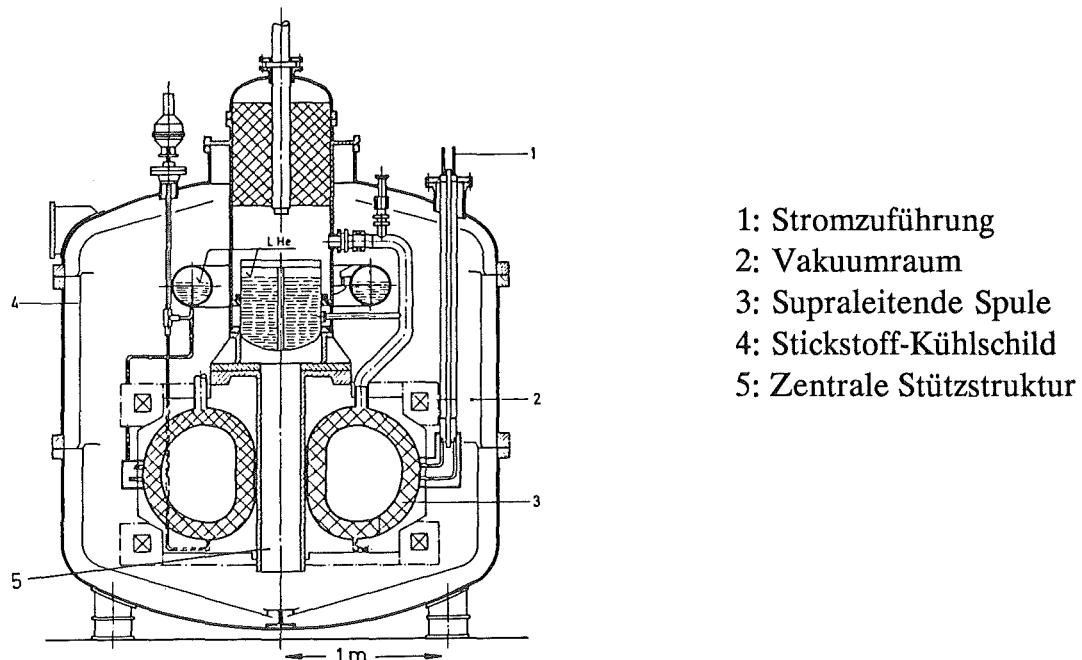


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau des supraleitenden Magnetsystems TESPE.

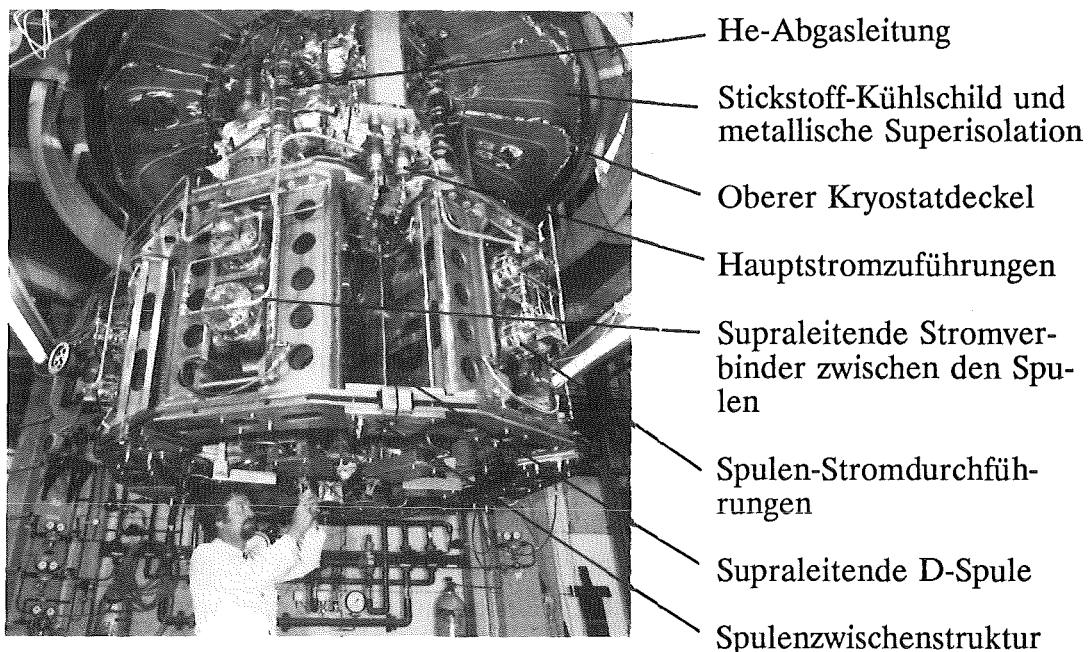


Abb. 3.2: Blick auf den supraleitenden Torus TESPE beim geöffneten Kryostaten.

Die Eigeninduktivität einer TESPE-Spule L_{Sp} beträgt 43,9 mH. Die Gesamtinduktivität des Torus L_{ges} ist zu 334,4 mH berechnet und experimentell bestimmt worden. Die gesamte Wechselinduktivität einer TESPE-Spule M_{Sp} beträgt 11,9 mH, woraus sich ein Kopplungskoeffizient k_{Sp} von 0,27 ergibt ($k_{Sp} = M_{Sp}/L_{Sp}$). Die maximal gespeicherte magnetische Energie des Torus liegt bei einer Stromstärke von 8 kA bei rund 10,7 MJ. Zur schnellen Entladung des Systems wird ein außerhalb des Toruskryostaten liegender Widerstand in den Spulenkreis geschaltet. Die maximale Entladungsspannung wurde im praktischen Betrieb auf 1000 V gegen Masse begrenzt, daher beträgt der maximale Entladewiderstand für eine Schnellabschaltung aus 8000 A rund 125 mΩ und die entsprechende Zeitkonstante etwa 2,7 s.

3.2 Elektrodenform und Aufbau der Druckkammer für die Untersuchung räumlich eingeschlossener Lichtbögen

Die räumlich eingeschlossenen Lichtbögen, wie sie in der Spulenwicklung denkbar sind, sind in Druckkammern untersucht worden. Der Kammeraufbau orientierte sich an Spulen mit zwangsgekühltem Leiter. Als Lichtbogenelektroden wurden Stücke des LCT-Supraleiters verwendet. Dieser Leiter wurde für die EURATOM-Spule des LCT-Projektes (Large Coil Task) [33] entwickelt und diente nach erfolgreichem Test der LCT-Spule als Grundlage für die Entwicklung des 16-kA-Leiters für NET. In Abb. 3.3 ist der Aufbau des LCT-Leiters dargestellt. Es ist ein Flachseil aus 23 Einzelleitern, das für einen Nennbetriebsstrom von 11,4 kA bei 8,2 T ausgelegt ist. Die $2,3 \times 3,1\text{-mm}^2$ -Adern sind um ein NiCr-Kernblech geröbelt und verlötet. Die Einzelleiter enthalten 774 NbTi-Supraleiter-Filamente von $\varnothing 45\text{ }\mu\text{m}$, die in einer Cu-Matrix eingebettet sind. Der Leiter ist zwangsgekühlt mit überkritischem Helium bei einer Eintrittstemperatur von 3,8 K. Die Kühlkanäle befinden sich zwischen den Adern sowie zwischen dem Flachseil und der 0,8-mm-Edelstahlhülle.

Der Aufbau der verwendeten Lichtbogenkammer ist in Abb. 3.4 dargestellt. Die mit glasfaserverstärktem Epoxidharz isolierten Leiterstücke werden in einen massiven Cu-Block eingeklebt, der die Wärmekapazität der Spulenwicklung simuliert. Die 5 mm starken Edelstahlplatten (Werkst.Nr. 1.4571), die den Lichtbogenbrennraum umgeben, stellen die Hülle des NET-Leiters dar und schützen gleichzeitig die Lichtbogenkammer vor Zerstörungen. Die druckwirksame Leiterlänge kann von 0,2 m bis 16 m variiert werden, im dem unterschiedlich lange LCT-Leiterstücke verwendet werden und ein zusätzliches Volumen an die Leiterstücke angeschlossen wird. Die Zündung des Lichtbogens erfolgt durch Verdampfen eines Cu-Drahts mit dem Durchmesser 0,35 mm bis 0,8 mm.

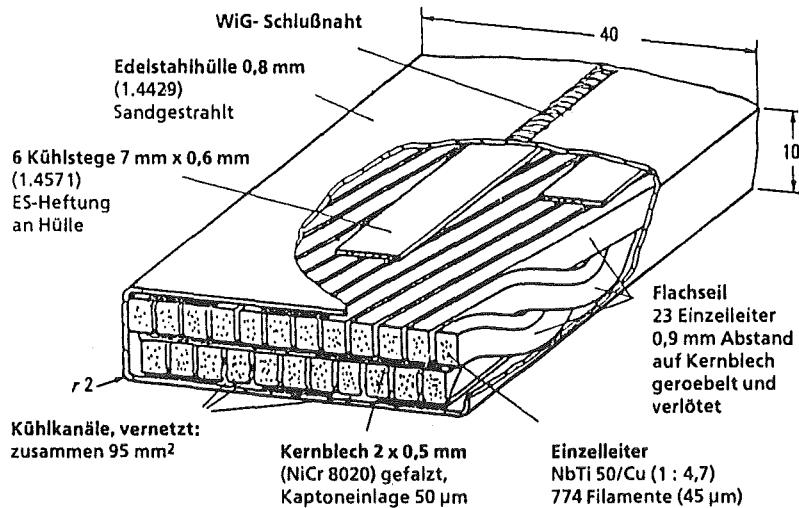


Abb. 3.3: Aufbau des LCT-Supraleiters.

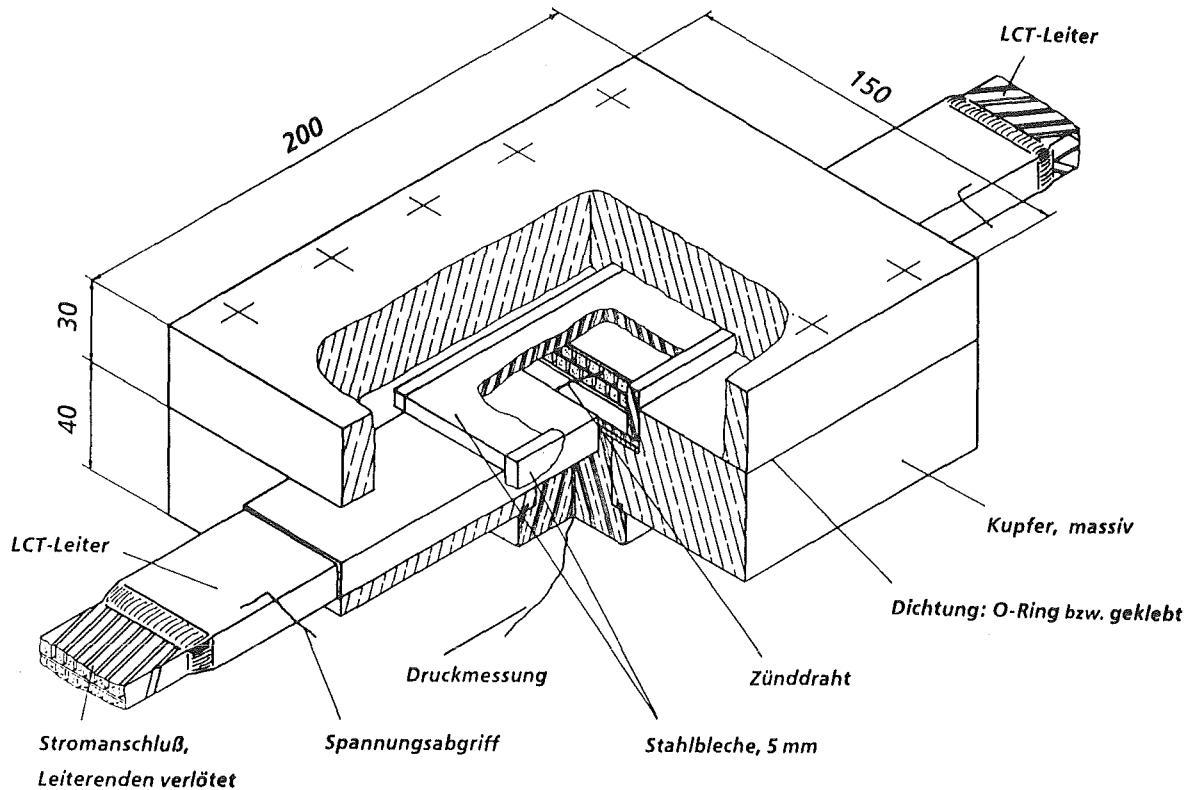


Abb. 3.4: Druckkammer zur Untersuchung räumlich eingeschlossener Lichtbögen.

3.3 Der elektrische Schaltkreis

Der elektrische Schaltkreis von TESPE besteht aus einem Gleichstromnetzgerät (10 kA, 10 V), zwei variablen Entladewiderständen, einem Satz von Schaltern und den 6 in Reihe liegenden Spulen. Zum Schutze des Systems ist ein Quenchdetektor und ein Überspannungsschutz installiert.

Die Lichtbögen können wahlweise über einer der Spulen oder über dem gesamten Magnetsystem gezündet werden. Im ersten Falle wird die Lichtbogenkammer an die Hilfsstromzuführungen der Spule D3 angeschlossen, wie es in Abb. 3.5 dargestellt ist. Während der Brenndauer des Bogens wird der elektrische Schaltkreis in zwei geteilt, wobei die beiden Teilkreise sowohl galvanisch als auch induktiv gekoppelt sind.

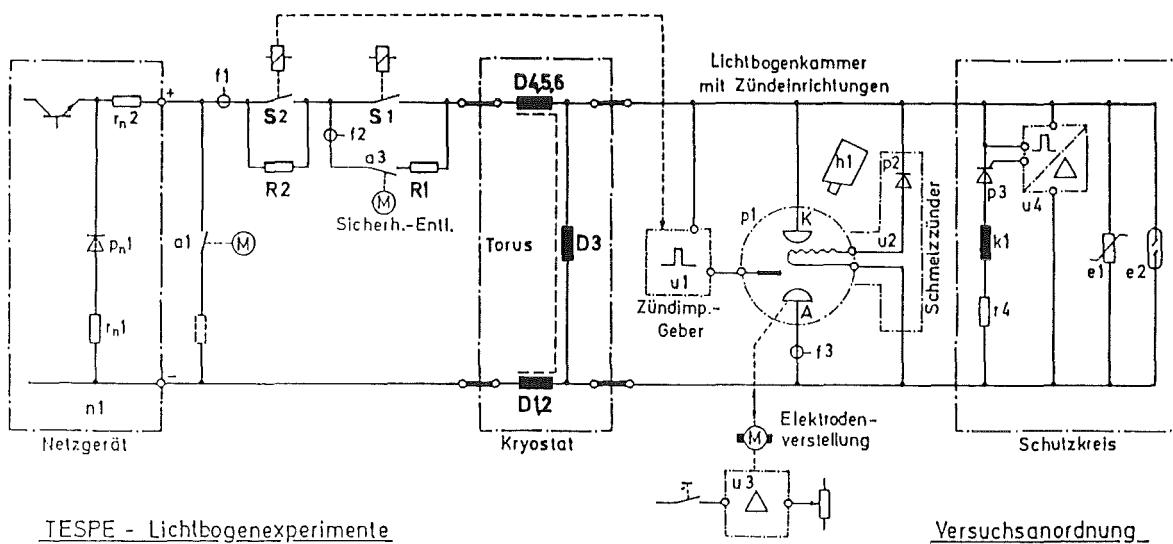
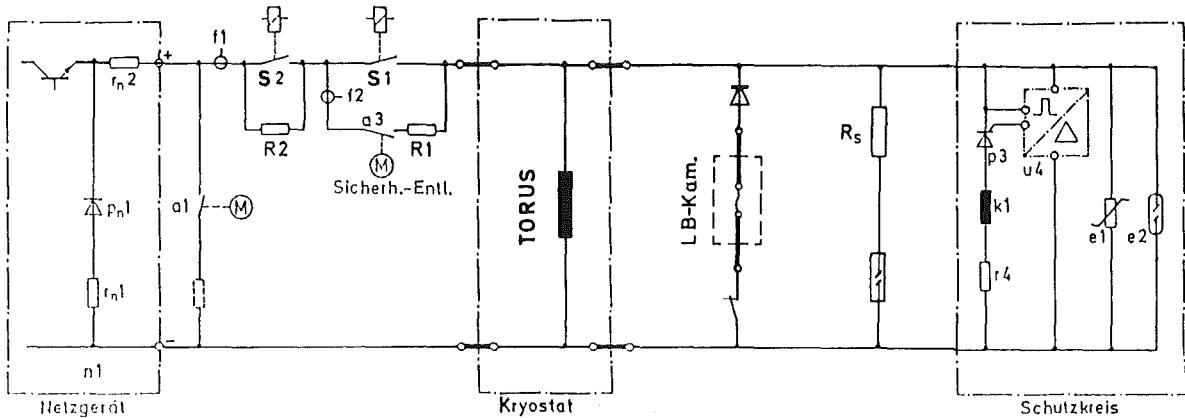


Abb. 3.5: Elektrischer Schaltkreis für Lichtbogenexperimente über einer TESPE-Spule.

Im zweiten Falle ist die Lichtbogenkammer an den Hauptstromzuführungen des Systems angeschlossen. Der Lichtbogen überbrückt hier keine Teilinduktivität, folglich entstehen keine induktiv gekoppelten Kreise. Der Systemstrom teilt sich auf in den Lichtbogenstrom und einen zweiten Teil, der durch den Entladewiderstand fließt. Eine Abänderung des in Abb. 3.6 dargestellten Schaltkreises ergibt sich durch das Entfernen des Widerstandes R_2 über dem Schalter S_2 aus dem Entladekreis. In diesem Falle ist der gesamte Systemstrom gleichzeitig Lichtbogenstrom, solange der Schalter S_1 über dem Not-Entladewiderstand R_1 geschlossen bleibt. Die Stromverteilung wird hier alleine von der Charakteristik des Bogens vorgegeben.



Versuchsanordnung

Abb. 3.6: Elektrischer Schaltkreis für Lichtbogenexperimente über dem gesamten Magnetsystem.

3.4 Zündung des Lichtbogens

Elektrische Lichtbögen können grundsätzlich auf verschiedene Weise entstehen oder gezündet werden. In Anlehnung an die in Kap. 2.3 genannten Entstehungsarten eines Lichtbogens im Magnetsystem werden folgende Zündverfahren angewandt:

1. Anlegen eines Hochspannungspulses an eine Hilfselektrode, wodurch die Gasstrecke zwischen den eigentlichen Lichtbogenelektroden ionisiert und somit ihre Durchschlagsfestigkeit herabgesetzt wird.
2. Trennen der vorher kurzgeschlossenen Lichtbogenelektroden, durch die bereits der spätere Bogenstrom fließt.
3. Explosionsartiges Verdampfen eines dünnen Cu-Drahtes, der entweder die beiden Lichtbogenelektroden kurzschließt oder räumlich zwischen und elektrisch parallel zu den Elektroden liegt und kurzzeitig den späteren Bogenstrom trägt.

Alle drei Verfahren werden zur Zündung der frei brennenden Bögen eingesetzt. Dabei erweisen sich die letzteren zwei als besonders zuverlässig, während das Zünden mit dem Hochspannungspuls stark von den übrigen Kreisparametern wie Systemstrom und Entladewiderstand abhängig und nur bei einer schnellen Systementladung mit entsprechend hohen Spannungen (> 60 bis 80 V pro Spule) anwendbar ist. In der räumlich engen Druckkammer wird ausschließlich das Cu-Draht-Explosionsverfahren eingesetzt. Ein bzw. mehrere Cu-Drähte verbinden hier die Elektroden aus den LCT-Leiterstücken. Die Zahl

der Cu-Drähte und ihre Dicke variieren je nach Höhe des Systemstroms zwischen $1 \times \varnothing 0,35$ mm für Ströme bis 1000 A und $2 \times \varnothing 0,8$ mm für Ströme ab 3000 A.

3.5 Versuchsdurchführung

Wie bereits in Kap. 2.3 dargestellt, können im Magnetsystem eines Tokamaks Lichtbögen sowohl während des Konstantstrombetriebes als auch während einer Systemstromänderung auftreten. Im ersten Fall kann eine mechanische oder thermomechanische Schwachstelle im Stromkreis zum Zünden des Bogens führen. Im zweiten Fall kann die induktive Spannung direkt zum Durchschlag führen oder in vorhandenen Kurzschlußkreisen hohe Ströme anwerfen, die dann ähnlich wie im ersten Fall zum Bogen führen können. Da die stärksten Stromänderungen im Toroidalfeldspulen-Kreis während einer Systementladung in externe Widerstände auftreten, ist dieser Fall für Sicherheitsuntersuchungen von besonderer Bedeutung. Aus diesem Grunde werden für die experimentellen Untersuchungen die Lichtbögen sowohl bei einer Systemstromänderung als auch bei Konstantstrombetrieb gezündet. Stellvertretend für alle im System möglichen Ursachen für eine Stromänderung wird hier die Schnellentladung der Magnete eingesetzt.

In den Versuchen zur Zündung des Lichtbogens bei Konstantstrombetrieb wird der parallel zum Auslöseschalter liegende Entladewiderstand R_2 entfernt. Nach Öffnen des Schalters kommutiert der Systemstrom in den Lichtbogenkreis. Einen besonderen Fall stellen die Versuche dar, in denen der Lichtbogen infolge der Trennung eines Kurzschlusses zündet.

3.5.1 Lichtbogenzündung mit Systementladung

Nach dem Laden des Magnetsystems auf den gewünschten Strom wird die Schnellentladung durch Öffnen des Schalters S2 über dem Entladewiderstand R_2 eingeleitet. Bei der Zündmethode mit dem Hochspannungspuls wird zusammen mit Öffnen des Schalters ein Hochspannungspuls von 1000 V an einer Wolfram-Hilfselektrode getriggert. Die Hilfselektrode ragt seitlich in den Zwischenraum der Lichtbogenelektroden hinein. Der Hochspannungspuls führt zu einem elektrischen Durchschlag von der Hilfselektrode zur positiven Lichtbogenelektrode hin, wodurch das Gas zwischen den Polen stark ionisiert wird. Die an den Lichtbogenelektroden anliegende Spannung übernimmt dann den Stromfluß und der Lichtbogen kann sich ausbilden.

Im Falle der Schmelzdrahtzündung ist eine Spule über einen dünnen Cu-Draht kurzgeschlossen. Nach Einleiten der Schnellentladung fließt der in der Spule angeworfene Ausgleichsstrom über den Cu-Draht. Der Kupferdraht ist so angeordnet, daß er elek-

trisch gesehen parallel zu den Lichtbogenelektroden und räumlich zwischen den Elektroden liegt (vgl. Abb. 3.5). Der Cu-Draht verdampft explosionsartig, wodurch der Elektrodenzwischenraum thermisch ionisiert wird. Gleichzeitig baut sich an den Elektroden die der Entladegeschwindigkeit entsprechende Spulenspannung auf, die nun, wie auch bei der Zündung mit dem Hochspannungspuls, den Lichtbogenstrom treiben kann.

3.5.2 Lichtbogenzündung ohne Systementladung

Nach Laden des Magnetsystems auf den gewünschten Lichtbogenanfangstrom wird durch das Öffnen des Schalters S2 der Systemkreis unterbrochen (s. Abb. 3.6). Da kein Widerstand parallel zum Schalter liegt, kommutiert der gesamte Strom in den Lichtbogenkreis. Der Cu-Draht, der die beiden Bogenelektroden verbindet und eine Schwächung des Stromleiters darstellt, kann den hohen Strom nur kurzzeitig tragen. Der Draht verdampft explosionsartig und leitet einen Bogen ein.

3.5.3 Lichtbogenzündung infolge mechanischen Trennens eines Kurzschlusses

Nach dem Laden des Systems mit dem gewünschten Strom werden die Lichtbogenelektroden motorisch zusammengefahren: Die Spule D3 wird kurzgeschlossen. Die Wirkung des Kurzschlusses kommt jedoch erst zum Tragen, wenn der Systemstrom eine Änderung erfährt, welche z. B. durch das Entladen hervorgerufen wird. Der massive Kurzschluß ist in der Lage, den anfänglichen Spulenstrom und den zusätzlich induzierten Ausgleichstrom zu tragen. Beim Erreichen des Strommaximums, welches bei TESPE beim 1,27fachen des Spulenanstroms liegt, werden die Elektroden wieder getrennt, wodurch ein Bogen zündet. Diese Trennung des induktiven Kreises kommt z. B. dem mechanischen Bruch eines Stromleiters nahe.

4.0 Ergebnisse der Untersuchungen an frei brennenden Lichtbögen

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der ausgeführten Experimente an frei brennenden Lichtbögen dargestellt. Frei brennende Lichtbögen können in einem Magnetsystem innerhalb oder außerhalb des Systemkryostaten gezündet werden. Sie können als Folge elektrischer Überschläge z. B. an den Stromzuführungen einer Spule oder an den Zuleitungen zum Entladewiderstand auftreten. An TESPE sind die Bögen in der Ø0,6-m-Kammer zwischen Kupferelektroden während einer Schnellentladung gezündet worden. Diskutiert werden die Charakteristik und das Verhalten des frei brennenden Bogens bei unterschiedlichen äußeren Einflüssen.

Die Abhängigkeit der Brennspannung des frei brennenden Bogens von seinem Strom i und den anderen Parametern wie Bogenlänge a , Druck p und Magnetfeld B wird anhand der aufgenommenen Zeitverläufe $U = U(t)$ und den daraus gewonnenen $U = U(i)$ - bzw. $U = U(a)$ -Kurven diskutiert. In Abb. 4.1 sind die gemessenen Zeitverläufe für den Strom und die Spannung dargestellt. Der Zeitverlauf des Bogenstromes ist charakteristisch für frei brennende Bögen über einer Spule. Wie dieser Verlauf zustande kommt, wird ausführlich in Kap. 6.4 bei der Betrachtung der Kopplungsvorgänge und des Systemverhaltens diskutiert.

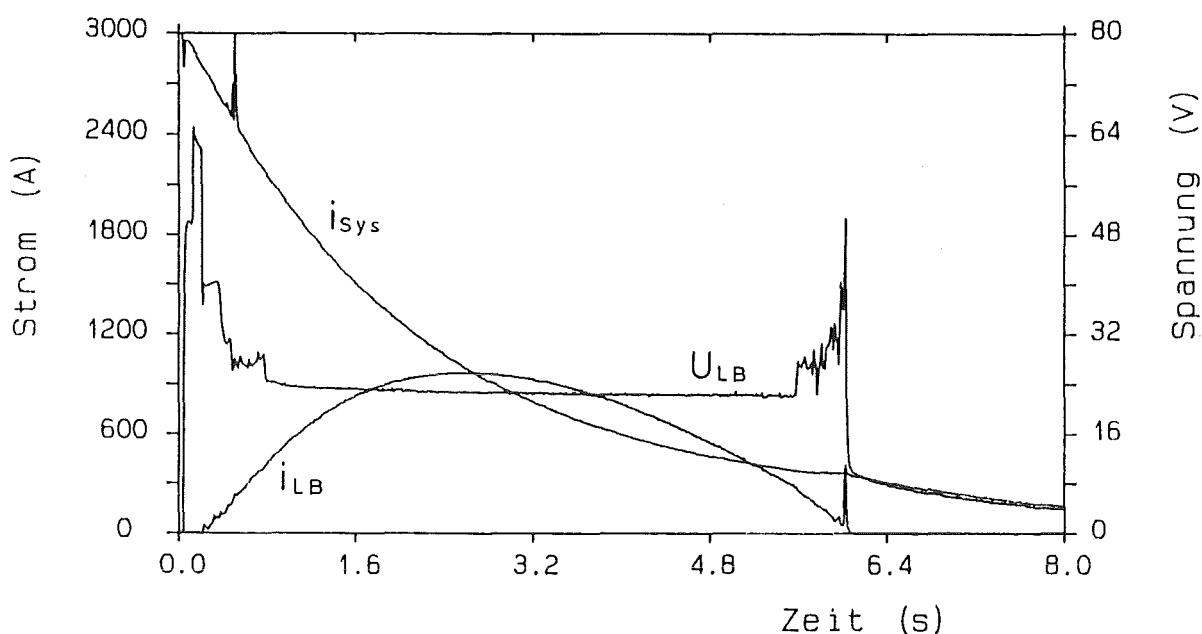


Abb. 4.1: Zeitverlauf des Bogenstroms i_{LB} und der Bogenspannung U_{LB} eines frei brennenden Lichtbogens über einer TESPE-Spule (i_{sys} = Systemstrom).

Unmittelbar nach Einleiten der Schnellentladung des Magnetsystems wird mit Hilfe eines Hochspannungspulses (HV-Puls) der Lichtbogen gezündet, in dem dann ein Teil der im System gespeicherten Energie umgesetzt wird. Die Bogenlänge a beträgt im

dargestellten Falle 5 mm, der Druck des He-Gases in der Kammer liegt bei 40 mbar. Der Lichtbogen weist in weiten Bereichen eine vom Strom unabhängige und konstante Brennspannung von 21 V auf. Für Stromstärken unterhalb etwa 200 bis 400 A zeigt der Bogen die bekannte negative Strom-Spannungs-Charakteristik, die sich in den Spannungsspitzen zu Beginn und Ende des Brennens äußert. Diese Stromabhängigkeit wird besonders deutlich, wenn die Brennspannung aus Abb. 4.1 über dem zugehörigen Lichtbogenstrom aufgetragen wird, wie es in Abb. 4.2 für den Bereich des Stromanstiegs gezeigt ist.

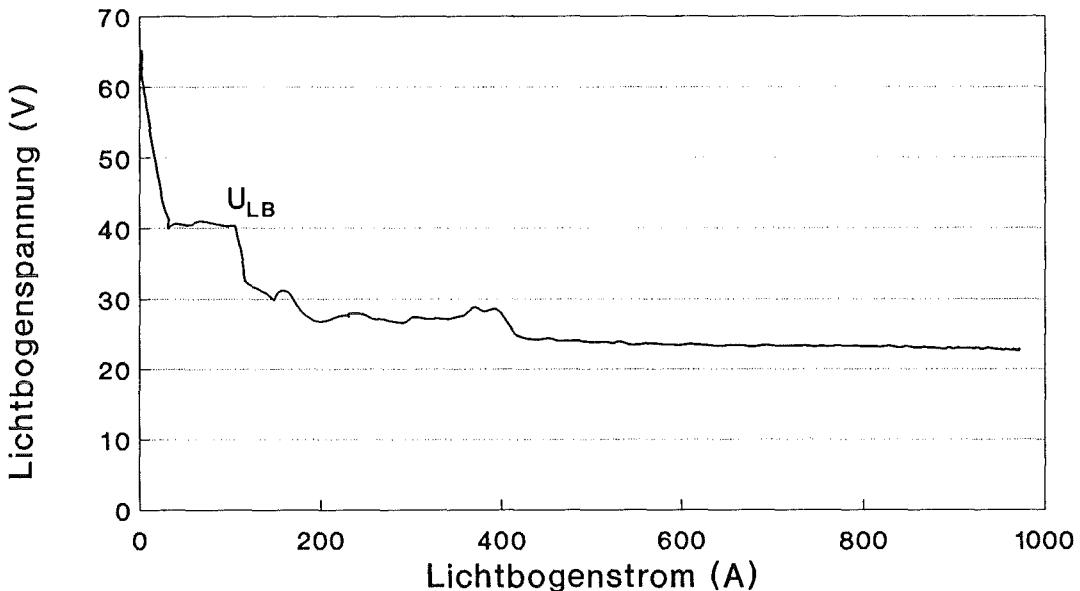


Abb. 4.2: Verlauf der Lichtbogenspannung in Abhängigkeit vom Strom.

Das Verhalten und die Brennspannung des Bogens sind von der Art der Zündung unabhängig. Ein durch Trennen der Kontakte gezündeter Lichtbogen zeigt im wesentlichen gleiches Brennverhalten wie ein mit HV-Puls gezündeter Bogen, wenngleich der Stromverlauf unterschiedlich ist. Zwischen HV-Zündung und der Cu-Draht-Explosionsmethode bestehen außer einer geringen zeitlichen Verzögerung bei der HV-Methode keine wesentlichen Unterschiede. In Abb. 4.3 ist die zeitliche Entwicklung der Bogenspannung und des zugehörigen Stromes dargestellt.

Die Zünddauer — das ist die Zeit, die vom Einleiten der Systementladung und des HV-Zündpulses bis zum selbständigen Brennen des Bogens benötigt wird (hier von $t = 0$ bis $t = t_z$), — hängt bei der HV-Zündmethode stark von dem Abstand der Pole und der Form (Höhe und Dauer) des Spannungspulses ab. Denn die Anzahl der durch Stoßionisation erzeugten Ladungsträger ist der Feldstärke und der Dauer der Kraftwirkung des elektrischen Feldes proportional, während der radiale Diffusionsstrom der erzeugten Elektronen in kalte Gasgebiete proportional dem Polabstand ist [14]. Zusätzlich ist eine

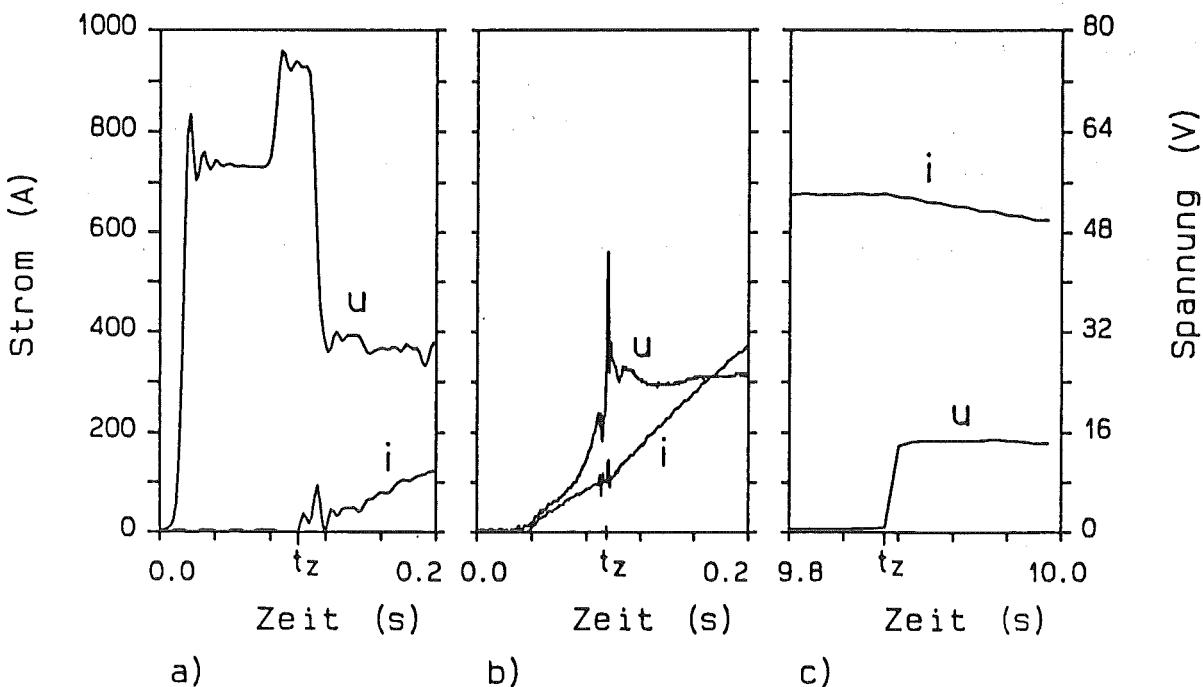


Abb. 4.3: Zeitliche Entwicklung der anfänglichen Lichtbogenspannung und des Stroms für unterschiedliche Zündmethoden.
 a) HV-Pulszündung, b) Cu-Draht-Explosionsverfahren, c) Trennung der Kontakte.

Abhängigkeit von der Entladegeschwindigkeit des Systems festzustellen. Dies hängt damit zusammen, das die Entladezeitkonstante die induktive Spannung an den Stromzuführungen und damit die Potentialdifferenz an den Elektroden während des Zündvorgangs bestimmt. Für Lichtbogenlängen von 4 - 5 mm und einen Gasdruck von 40 mbar beträgt die gesamte Zünddauer etwa 0,1 - 0,2 s bei einer Spulenspannung von 70 bis 80 V (vgl. Abb. 4.3a). Unmittelbar nach der Zündung besitzt der frei brennende Lichtbogen, wie erwartet, eine stark negative Kennlinie, die sich im raschen Spannungsabfall bei ansteigendem Strom äußert. Die Spannung an der Spule, die bis dahin eine reine Entladungsspannung war, wird nun vom Bogen bestimmt und nimmt folglich auf den Wert der Lichtbogenspannung ab. Etwa 10 ms nach t_z erreicht die Spannung ihren stromunabhängigen Bereich. Dieser Spannungsbereich wird in der Regel bei einem Strom von etwa 300 bis 400 A erreicht und bei Stromabnahme unter etwa 200 bis 300 A wieder verlassen (vgl. Abb. 4.1 und 4.2). Für größere Polabstände und höhere Drücke erweist sich diese Zündmethode unter Beibehalten sonstiger Parameter wie Pulshöhe und Pulsdauer als ungeeignet.

Die Zünddauer hängt bei der Methode des explodierenden Cu-Drahtes außer von Polabstand, Gasdruck und anfänglicher Spulen-Entladespannung von der Dicke des verwendeten Drahtes ab. Es muß beim Verdampfen eine ausreichende Menge an Metalldampf entstehen, um den Bogen einleiten zu können. Die beobachtete Dauer des Zündvorganges liegt im Bereich vom 10 ms, die Zündspannung liegt unwesentlich über

dem stromunabhängigen Spannungsniveau. Diese Zündmethode ist von mehreren Autoren [34 - 37] untersucht und eingehend dokumentiert worden.

Das Einleiten des Lichtbogens durch Trennen der Elektroden erfolgt praktisch ohne Spannungsspitze, wie es aus Abb. 4.3c hervorgeht. Der Grund liegt offenbar darin, daß bereits kurz vor dem Trennen der Elektroden das Material an der verbleibenden Kontaktfläche so hoch erhitzt wird, daß unmittelbar nach der Trennung genügend Ionen vorhanden sind, um den Strom weiter zu transportieren. Zusätzlich ist der Bogen zu dieser Zeit äußerst kurz, so daß praktisch nur der Elektrodenfall überwunden werden muß und nahezu keine Spannung an der Säule des Bogens abfällt.

4.1 Einfluß der Stromstärke auf die Brennspannung

Im gesamten untersuchten Strombereich bis 3146 A zeigt der frei brennende Lichtbogen gleiches Verhalten. Für Lichtbogenströme über 2500 A nimmt jedoch der Abbrand an den Elektroden stark zu, wodurch das Bogenverhalten und die -charakteristik beeinflußt werden. Wie aus Abb. 4.1 und 4.2 hervorgeht, ist die Brennspannung in weiten Bereichen vom Strom unabhängig. Die Brennspannung ist bis zu einer Stromstärke von 2600 A nahezu konstant und liegt bei einem 5-mm-Bogen zwischen 20 V und 23 V. Die Spannung eines 10-mm-Bogens ist ebenfalls konstant und liegt bei etwa 25 - 28 V.

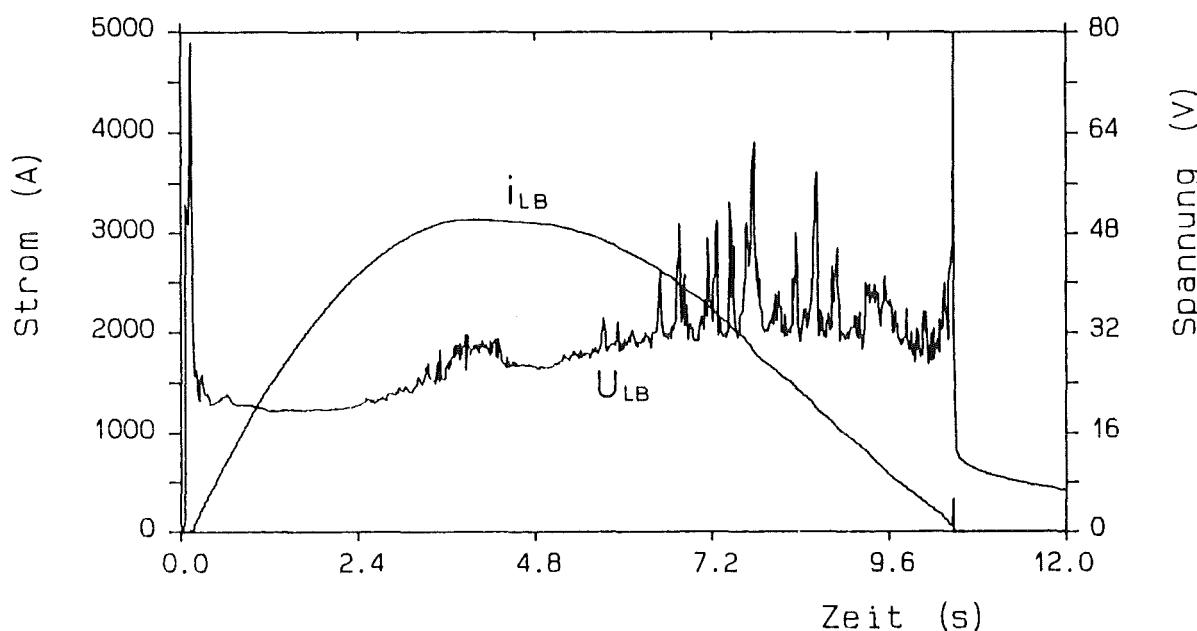


Abb. 4.4: Strom- und Spannungsverlauf eines frei brennenden Lichtbogens mit maximalem Strom von 3146 A.

In Abb. 4.4 ist der zeitliche Verlauf der Spannung für einen Bogen mit maximaler Stromstärke von 3146 A dargestellt. Bis zu einem Strom von etwa 2400 A entspricht der Spannungsverlauf dem in Abb. 4.1 dargestellten. Der weitere Stromanstieg hat eine Spannungserhöhung auf etwa 34 V zur Folge. Dies ist vor allem auf das starke Erhitzen und Schmelzen der Elektroden infolge des hohen Energieumsatzes zurückzuführen. Das Wegspritzen von flüssigem Kupfer führt zu einer Polabstand- und folglich Lichtbogenverlängerung. Die Bogenverlängerung führt zur beobachteten Spannungserhöhung.

4.2 Einfluß der Bogenlänge auf die Brennspannung

Die Lichtbogenlänge hat über den Säulengradienten einen Einfluß auf die Brennspannung des Bogens. Wie in Kap. 4.1 dargestellt, bewirkt die Verlängerung des frei brennenden Bogens um 5 mm eine Spannungserhöhung um einige Volt. Aus dem Spannungsunterschied folgt, daß pro Centimeter Säule eine Spannung von maximal 10 V abfällt. Für den Anoden- und Kathodenfall bedeutet es einen Spannungsfall von insgesamt etwa 15 V. Ein Elektrodenfall von 14,6 V wird beim Auseinanderfahren der Kontakte für Ströme bis 1200 A direkt gemessen. Ein Elektrodenfall von ebenfalls 14 bis 15 V und ein Säulengradienten von 14 V/cm folgt aus dem in Abb. 4.5 dargestellten Spannungsverlauf. In diesem Falle vergrößert sich der anfängliche Polabstand durch Abschmelzen der Elektroden von 10 mm auf etwa 27 mm, wobei die Spannung von 28 V auf 52 V ansteigt. Der erhaltene Wert für den Anoden- und Kathodenfall von 14 - 15 V stimmt recht gut mit den Angaben in der Literatur überein [13, 16, 38].

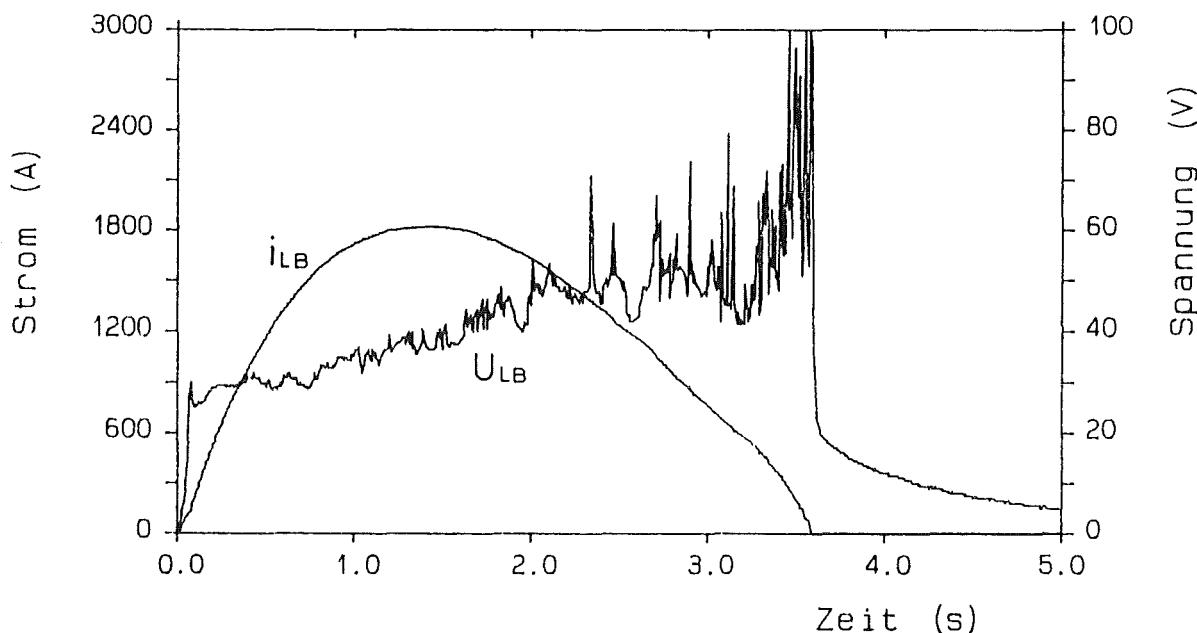


Abb. 4.5: Verlauf der Lichtbogenspannung bei kontinuierlicher Vergrößerung der Bogenlänge durch Elektrodenabbrand. (Poldurchmesser 15 mm)

4.3 Einfluß der Bogenwanderung auf die Bogenspannung

In einem Magnetfeld — fremd- oder eigenerzeugten — ist der Lichtbogen der Wirkung der Lorentzkraft ausgesetzt. Diese Kraft von der Größe $I \times B \times l$ ist die Ursache für Lichtbogenwanderungen, wenn die Elektroden entsprechend als Stromschienen ausgeführt sind. In einem Magnetsystem können es z. B. die Stromzuführungen, die Stromverbinde zwischen den Spulen oder die Stromschienen zum Entladewiderstand sein. Eine schnelle Bewegung des Bogens führt wegen des höheren Wärmeaustausches mit der Umgebung zu intensiver Kühlung. Die Kühlung bewirkt eine Reduzierung des leitenden Querschnitts des Bogens und führt damit bei gleicher Stromstärke zu einer höheren Brennspannung. Die Wanderungsgeschwindigkeit des Bogens an parallelen Laufschienen hängt außer von der Lorentzkraft von dem herrschenden Druck, dem Elektrodenmaterial und der Spaltweite ab, sofern der Bogen in einem engen Spalt wandert [20, 39 - 46].

In Abb. 4.6 ist der Verlauf der Brennspannung eines an Laufschienen wandernden Bogens dargestellt. Der Lichtbogen wird über dem Gesamtsystem bei einem He-Gasdruck von 1 bar geziündet. Seine Länge beträgt 30 mm und seine anfängliche Stromstärke etwa 1700 A. Um die Laufzeit des Bogens zu vergrößern, sind die Laufschienen als Ringschienen ausgeführt worden, so daß der Bogen die Schienen mehrmals durchlaufen kann. Eine unkontrollierte, von der Lichtbogenposition abhängige Stromaufteilung und das Festsetzen des Bogens an den Schienen wird vermieden, wenn die Ringschienen als in sich nicht geschlossene Kreise ausgeführt werden. Die beiden Schienenden sind an der Verbindungsstelle durch eine GFK-Platte von 1 mm Dicke getrennt. Um das Springen bzw. das Neuzünden des Bogens an dieser Stelle zu erleichtern, ist der Effekt der Vorionisierung durch den thermischen Auftrieb genutzt worden, so daß die Verbindungsstelle zwar eine Störung darstellt, jedoch kein unüberwindbares Hindernis. Die markanten Spannungsspitzen, die der Spannungsverlauf aufweist, werden eben durch diese Verbindungsstelle bedingt und entsprechen demnach einem Umlauf des Lichtbogens an den Schienen.

Aus den ermittelten Umlaufzeiten folgt eine mittlere Bogengeschwindigkeit von 100 m/s, wobei zunächst die Geschwindigkeit etwas geringer ist und dann mit der Anzahl der Umläufe zunimmt (der sog. Einlauf-Effekt [43]). Die Lichtbogenspannung spiegelt die unterschiedliche Laufgeschwindigkeit des Bogens wider. Sie beträgt zunächst etwa 100 V, nimmt dann um 50 V zu und bleibt konstant für weitere Umläufe. Der steile Spannungsanstieg zum Zeitpunkt $t = 0,15$ s wird durch starke Dehnung des Bogens bei einem verhinderten Sprung verursacht. Der Lichtbogenstrom wird dabei in den parallel zur Bogenstrecke liegenden Widerstand kommutiert.

An kurzen parallelen Schienen mit einem Rechteck-Profil von 3 mm × 20 mm bzw. 5 mm × 20 mm (die letzteren weisen an der Laufseite eine Fase auf, so daß die Laufkante ebenfalls 3 mm ist) sind für Ströme bis 1000 A für Normaldruck Bogenlaufge-

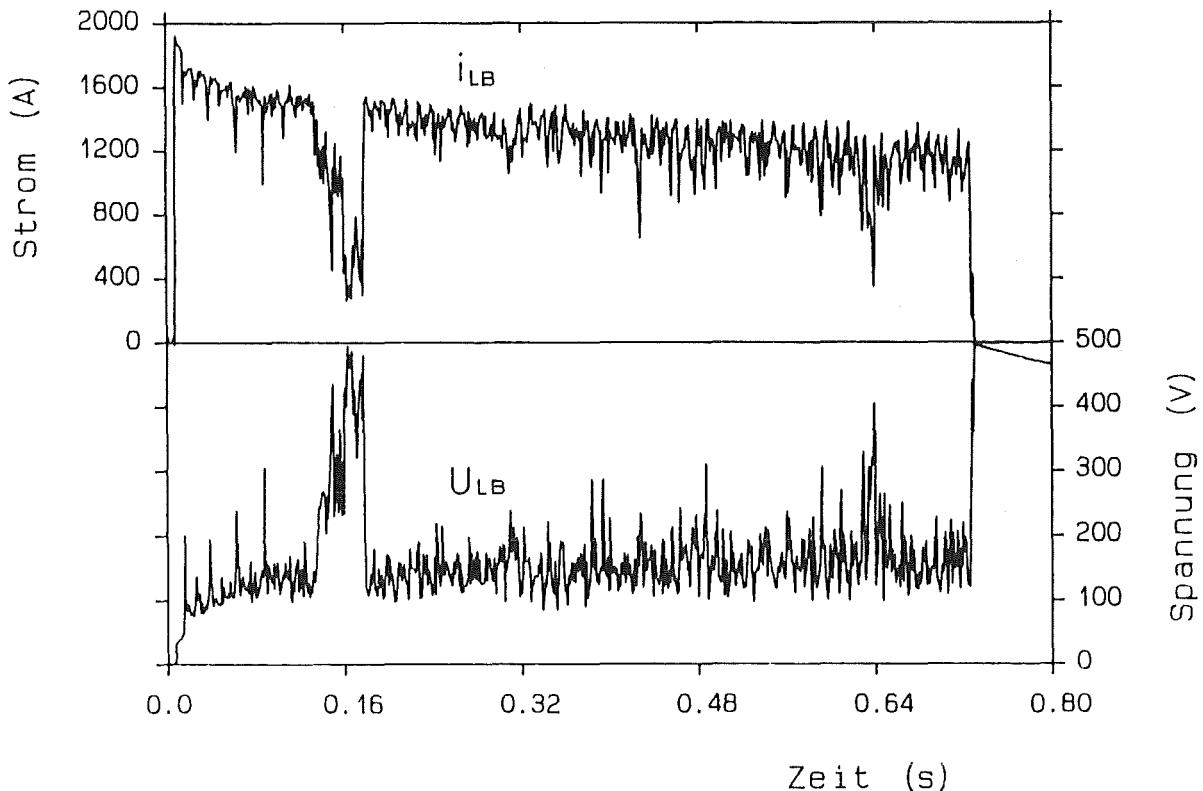


Abb. 4.6: Strom- und Spannungsverlauf eines an Ringlaufschienen wandernden Bogens.

schwindigkeiten im Bereich von 80 m/s bis 100 m/s gemessen worden. Bei einem Laufschienenabstand von 10 bis 30 mm ist eine Bogenspannung von 100 bis 120 V gemessen worden. Bei geringerem Gasdruck wandert der Bogen langsamer und weist folglich eine geringere Brennspannung auf. Die Reduzierung des Gasdrucks auf 40 mbar bewirkt bei einem 380-A-Bogen eine Abnahme der Wanderungsgeschwindigkeit auf etwa 3 - 5 m/s und der Brennspannung auf etwa 40 bis 60 V.

Laufgeschwindigkeiten bis zu 4000 m/s wurden von Kuhnert [20] an wandernden Lichtbögen mit einer maximalen Stromstärke von 200 kA gemessen. Die Spannungen, die für Ströme von 10 kA bis 100 kA und Geschwindigkeiten von 400 m/s bis 2000 m/s beobachtet wurden, liegen jedoch für konstante Bogenlänge (z. B. 20 mm) in einem recht engen Bereich von 160 bis 250 V. Salge [44] untersuchte den Einfluß des Druckes auf die Brennspannung wandernder Bögen bis 50 kA und stellte fest, daß die Spannung für Drücke von 20 mbar bis 1 bar im Bereich von 100 bis 250 V liegt. Hesse [43] untersuchte zusätzlich den Einfluß des Schienenprofils auf die Wanderungsgeschwindigkeit des Lichtbogens. Für Laufschienen mit Rechteck-Profil ermittelte er für einen Lichtbogen von 1400 A und einer Länge von 7 mm eine Wanderungsgeschwindigkeit von 120 m/s, was mit den Ergebnissen dieser Arbeit gut übereinstimmt.

4.4 Auflaufen des Bogens auf ein Hindernis

Bei den Untersuchungen des wandernden Lichtbogens an Schienen, die die Stromzuführungen eines Magneten oder die Stromverbinder der Spulen darstellen sollen, stellt sich die Frage nach dem Verhalten des Bogens bei einem Aufprall auf ein Hindernis wie z. B. Befestigungsteile, Abstandshalter oder das Gehäuse selbst. Die zwischen die Laufschienen elektrisch isoliert eingebrachten Materialien, wie zum Beispiel Kupfer, Stahl oder GFK, sollen dazu Aufschluß geben.

Das Verhalten des Bogens hängt stark von der Form und den Abmessungen sowie den Eigenschaften des eingebrachten Materials ab. Ist die Kühlwirkung des eingebrachten Materials groß und kann der Lichtbogen ausweichen, so dehnt er sich aus und versucht das Hindernis zu umgehen. Bei leitendem Material ist eine Teilung des Bogens in Teilbögen möglich (Trennblech-Wirkung [47]), die sich nach dem Hindernis wieder zu einem Lichtbogen vereinen. Es wird aber auch das Abreißen und Erlöschen des Lichtbogens an einem Hindernis mit großer Kühlmasse beobachtet. Kann der Lichtbogen jedoch dem Hindernis nicht ausweichen, setzt er sich fest und deponiert seine Energie nicht nur im Hindernis, sondern auch in den Laufschienen. In Abb. 4.7 ist der Strom- und Spannungsverlauf für den Fall einer GFK-Barriere dargestellt.

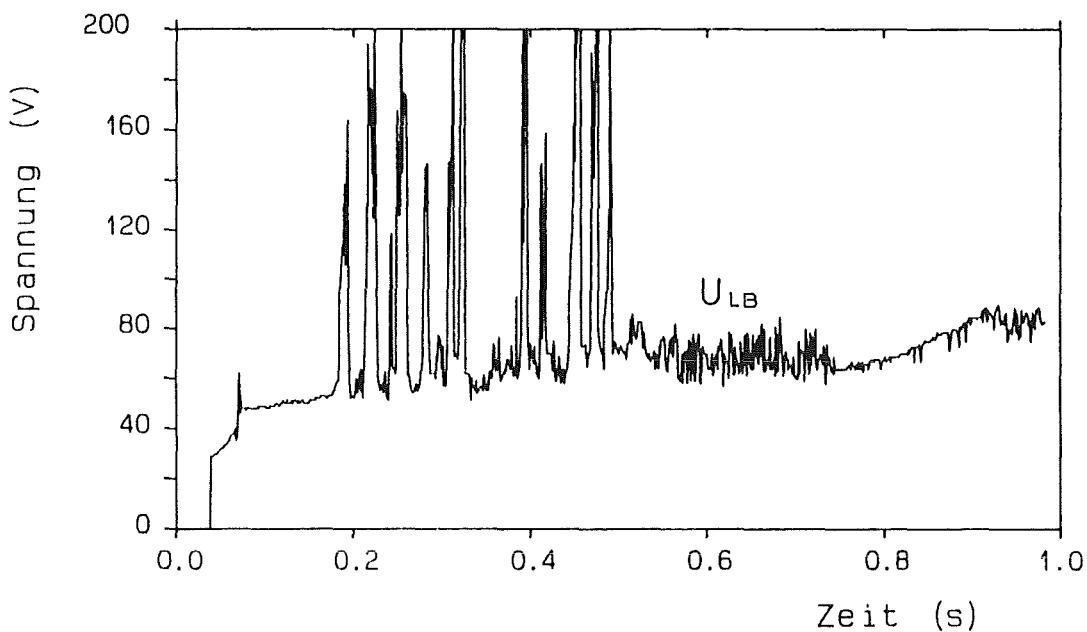


Abb. 4.7: Strom- und Spannungsverlauf eines gegen eine GFK-Barriere brennenden Lichtbogens.

Eine $50 \times 50\text{-mm}^2$ -Platte mit der Dicke von 5 mm liegt am oberen Ende der parallelen Laufschienen fest an und bietet dem Lichtbogen keine Ausweichmöglichkeit. Die Folge ist ein vollständiges Durchschmelzen einer der Laufschienen (Querschnitt 20×5 mm

mit einer 3 mm Fase) und das Abschmelzen bis auf etwa 3 mm der anderen. Der zeitliche Verlauf der Spannung weist charakteristische Merkmale auf, die bei allen durchgeföhrten Experimenten dieser Art gefunden wurden.

Nach der Zündung verharrt der Bogen etwa 20 bis 40 ms im Schienenanschlußbereich. Zunächst durch den Auftrieb bedingt wandert der Lichtbogen die Schienen hoch, bis sich eine Stromschleife zwischen den Laufschienen und dem Bogen bildet und die Lorentzkraft wirksam werden kann. An der Barriere angelangt, wirkt auf den Bogen deren Temperaturfeld, das der Kraftwirkung des Magnetfeldes entgegensteht. Wie Fischer [22] zeigte, werden in Bögen, die magnetisch oder durch eine Gasströmung gegen eine Wand ausgelenkt sind, innere Zirkulationsströmungen angeworfen, die einen erhöhten Energieaustausch mit dem Wandungsmaterial verursachen. Die in Abb. 4.7 zu sehenden Spannungsspitzen sind auf das Verdampfen bzw. Verbrennen einiger Bestandteile des GFK-Materials, vor allem des Harzes, und das Wegspritzen der Schmelze bzw. der Verbrennungsprodukte zurückzuführen. Ist das Harz ausgebrannt, so bildet sich eine Kohlenstoffschicht, die isolierend auf das weitere Abbrennen der Barriere wirkt. Der Bogen brennt ruhig bei annähernd konstanter Spannung. Gleichzeitig werden die Elektroden (in diesem Falle die Laufschienen) stark erhitzt. An den Bogenfußpunkten beginnt das Material zu schmelzen, was zum beobachteten Durchtrennen der Stromschienen führt. Das Verhalten des Bogens entspricht in diesem Bereich dem eines sich verlängernden Bogens, dessen Brennspannung ansteigt.

4.5 Zusammenfassung von Kap. 4

Der frei brennende Lichtbogen weist im gesamten untersuchten Strombereich bis etwa 3100 A eine stromunabhängige Brennspannung auf. Sie liegt für einen 10-mm-Bogen in He-Gas bei Drücken von 40 mbar bis 1 bar bei 25 bis 28 V. Der Säulengradient beträgt etwa 1,4 V/mm; der gesamte Elektrodenfall liegt bei 14 - 15 V. Magnetisch beeinflußte Lichtbögen mit einer Stromstärke bis 1400 A weisen Spannungen im Bereich von 80 bis 150 V auf; ihre Wanderungsgeschwindigkeit erreicht im selbsterzeugten Feld an Cu-Schienen mit 30 mm Abstand für He-Normaldruck Werte bis 100 m/s. Für Drücke von 40 mbar nimmt die Laufgeschwindigkeit auf etwa 3 bis 5 m/s ab. Die Brennspannung nimmt wegen der verminderten Bogenkühlung auf etwa 40 bis 60 V ab. Wird die Wanderung des Lichtbogens behindert, dann deponiert er einen großen Teil seiner Energie in die Laufschienen und zerstört diese. Die Fußpunkte des frei brennenden Bogens können auf den Elektroden umherwandern. Das Springen der Fußpunkte zu Orten erhöhter elektrischer Feldstärke ist zahlreich beobachtet worden. Bereits eine leichte Konvektionsströmung kann den Bogen auslenken, wodurch sein Brennverhalten unruhig wird und seine Brennspannung hohe Spannungsspitzen aufweist.

5.0 Ergebnisse der Untersuchungen an räumlich eingeschlossenen Lichtbögen

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen an räumlich eingeschlossenen Lichtbögen dargestellt. Solche Bögen können in einem Magnetsystem innerhalb der Spulen z. B. nach Schmelzen oder Bruch des Leiters auftreten. Zunächst werden an einem Beispiel für den aufgenommenen zeitlichen Lichtbogenstrom- und den entsprechenden Brennspannungsverlauf die charakteristischen Merkmale der Meßkurven und die einzelne Zeitabschnitte erläutert. Dem folgt eine umfassende Darstellung und Diskussion der Meßergebnisse. Es werden aus den gemessenen Zeitverläufen für den Lichtbogenstrom und Brennspannung und den vorliegenden geometrischen Abmessungen die Spannung als Funktion der Stromstärke i , der Stromdichte j und der Lichtbogenlänge a konstruiert. Die Spannungswerte werden zu einem Zeitpunkt abgelesen, zu dem sich der Lichtbogen bereits voll ausgebildet und einen stationären Zustand erreicht hat, die Zerstörung der Kammer allerdings noch zu vernachlässigen ist. Nach [14] kann bei einer Bogenbrenndauer von einigen Millisekunden von einem stationären Zustand ausgegangen werden. Es werden Spannungswerte zum Zeitpunkt 10 ms nach Erreichen des vollen Bogenstromes für die Konstruktion der Kennlinien herangezogen.

5.1 Charakteristische Meßkurve für einen räumlich eingeschlossenen Lichtbogen

In der Abb. 5.1 ist ein Beispiel für den kompletten Zeitverlauf des Stromes und der Brennspannung eines Lichtbogens gegeben, wie sie für Bögen in der verwendeten Kammer mit dem LCT-Leiter über dem gesamten Magnetsystem gemessen worden sind. Nach dem Laden des Systems auf den gewünschten Bogenanfangsstrom wird zum Zeitpunkt t_0 der Schalter S2 im TESPE-Kreis (vgl. Abb. 3.6) geöffnet. Der gesamte Systemstrom kommutiert dadurch in den Bogenkreis, wenn der Widerstand R_2 aus dem Kreis entfernt ist, was bei den folgenden Untersuchungen der Regelfall ist. Nach explosionsartigem Verdampfen des Zünddrahts zündet zwischen den beiden LCT-Leiterstücken in der massiven Cu-Kammer ein Lichtbogen mit der Anfangsbrennspannung U_A .

In dem untersuchten Strombereich (Anfangsbogenstrom > 700 A) besitzt der Lichtbogen bei dem vorliegenden räumlichen Einschluß eine positive Strom-Spannungs-Charakteristik. Sie wird jedoch durch eine Reihe von Vorgängen, die während des Brennens in der Lichtbogenkammer stattfinden, verfälscht. Die Verlängerung des Bogens infolge des Elektrodenabbrandes, der sich aufbauende Druck und die sich einstellende axiale Gasströmung bewirken während des Zeitabschnittes Δt_1 eine Erhöhung der Brennspannung. Dem wirken Vorgänge wie Verdampfen von Kupfer und anderen Metallen sowie die Vergrößerung des Kamervolumens infolge des seitlichen Abbrands entgegen. Aus Überlagerung der gegenläufigen Einflüssen auf den Bogen ergibt sich der beobachtete Spannungsverlauf: Die Spannung fällt nicht mit abnehmendem Strom, wie es bei positiver Kennlinie zu erwarten wäre, sondern steigt zunächst an. Das Abfließen

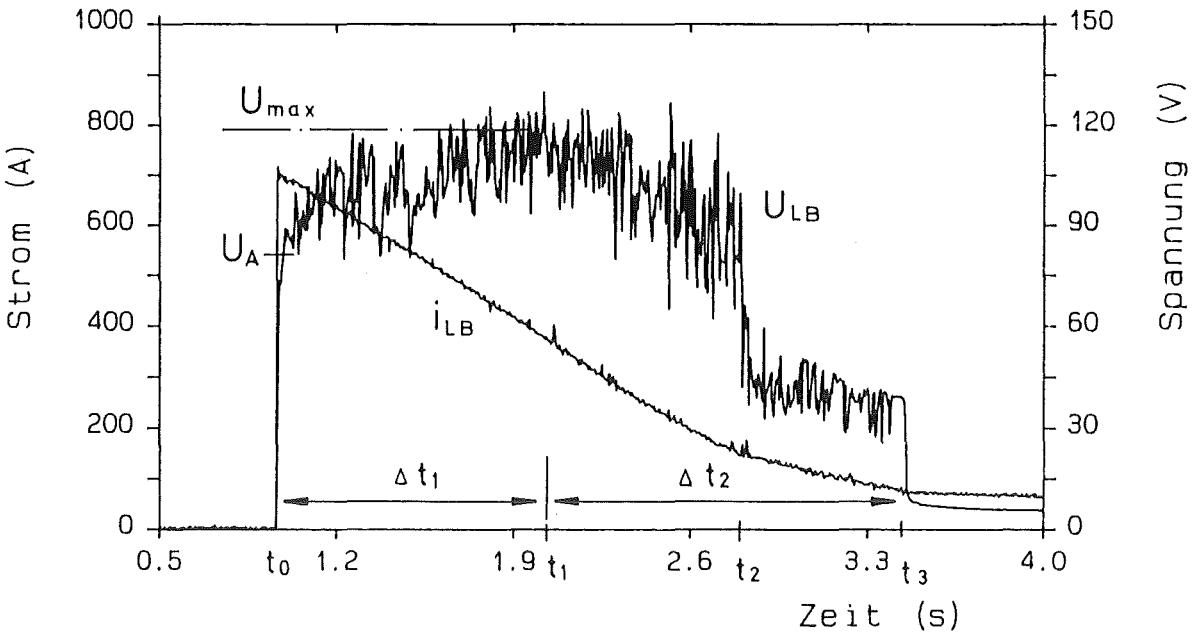


Abb. 5.1: Verlauf einer charakteristischen Meßkurve für einen räumlich eingeschlossenen Lichtbogen.

und das Wegspritzen der Metallschmelze führt zu einem unruhigen Brennverhalten, das sich in den Spannungsspitzen äußert.

Die Lichtbogenleistung nimmt trotz ansteigender Brennspannung ab, da die Stromabnahme schneller erfolgt als die Spannungserhöhung. Dies hat zur Folge, daß vor allem der Materialabbrand und das damit verbundene Bogenwachstum abnimmt. Der Bogen brennt nun bei etwa gleich bleibenden Bedingungen und die o. g. Verfälschung der Kennlinie findet nicht mehr statt. Die Bogenspannung nimmt nach Durchlaufen eines Maximums wieder ab. Dieses Spannungsmaximum wird im Folgenden als U_{\max} bezeichnet. U_{\max} wird als höchste Spannung des Lichtbogens während seines Brennens in einer nach außen unbeschädigten Kammer betrachtet. In dem darauf folgenden Zeitabschnitt Δt_2 ist der positive Charakter der Bogenkennlinie deutlich zu sehen: die Spannung fällt mit abnehmendem Strom.

Zum Zeitpunkt t_2 bildet sich durch die Metallschmelze ein elektrischer Kurzschluß zwischen einer Elektrode und einer der Stahlplatten. Bei der vertikalen Anordnung der Lichtbogenkammer ist es ausschließlich die untere Elektrode, bei der horizontalen Anordnung sind die Verhältnisse nicht eindeutig. Der Lichtbogen springt mit dem entsprechenden Fußpunkt auf die mit der Elektrode kurzgeschlossene Stahlplatte. Dabei verkürzt er sich stark, was zu der sprunghaften Absenkung seiner Brennspannung führt. Im weiteren Verlauf ist der Bogenspannung ein ohmscher Spannungsanteil, verursacht durch den Widerstand der Metallbrücke, überlagert. Zum Zeitpunkt t_3 bildet sich erneut ein Kurzschluß, der nun die zweite Elektrode überbrückt und den Lichtbogen löscht.

Die Stromabnahme ist im weiteren Verlauf allein durch den ohmschen Widerstand der gebildeten Metallbrücken bestimmt. Die Länge der genannten Zeitabschnitte variiert stark bis hin zum vollständigen Fehlen einzelner Bereiche bei manchen Versuchen. Die Auswertung konzentriert sich im folgenden überwiegend auf die Zeit bis zum ersten Kurzschluß. Für einzelne Überlegungen ist jedoch auch die Betrachtung der späteren Zeitabschnitte von Bedeutung.

5.2 Einfluß der Stromstärke auf die Bogenspannung

Im untersuchten Strombereich (700 A bis 5000 A) wird nur eine geringe Abhängigkeit der Bogenanfangsspannung U_A vom Strom festgestellt. In Abb. 5.2 ist die mittlere gemessene Anfangsspannung U_A über der Stromstärke für konstante Bogenlänge ($a = 20$ mm) und unveränderten Lichtbogenraum (vgl. Kap. 5.4) aufgetragen. (Für die Stromstärke von 5000 A liegt nur ein Meßwert vor.) Die Anfangsbrennspannung ist im gesamten Bereich nahezu stromunabhängig. Der Spannungszuwachs beträgt für die Erhöhung des Anfangsbogenstroms von 700 A auf 5000 A lediglich 10 V.

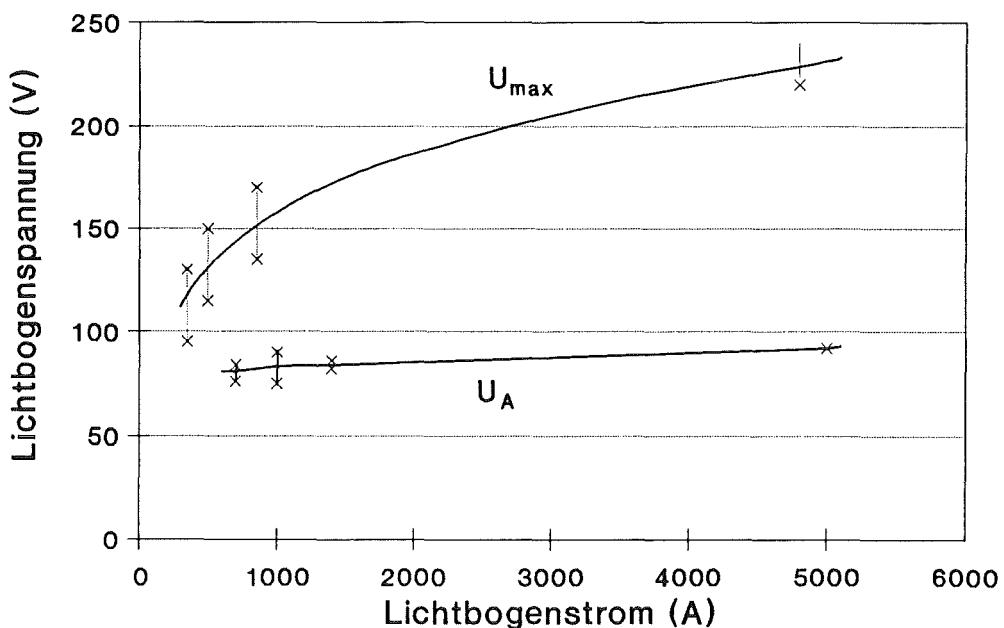


Abb. 5.2: Abhängigkeit der Bogenanfangsspannung U_A und der maximalen Brennspannung U_{max} von der Stromstärke.

Die schwache Stromabhängigkeit der Bogenspannung U_A liegt darin begründet, daß mit der Erhöhung des Stromes der Durchmesser des Bogens weiter wächst und praktisch keine Erhöhung der Stromdichte stattfindet. Bei kleineren Strömen füllt der Bogen nicht den gesamten Querschnitt der Brennkammer aus, sondern besitzt noch eine nahezu zylindersymmetrische Form. Dies bestätigen Experimente, in denen der Lichtbogen

durch ein schwaches Magnetfeld gegen eine Seitenwand gedrückt und in einer Ecke der Brennkammer gehalten wird. Die Abbrandspuren deuten z. B. bei einem 1000-A-Bogen auf einen Durchmesser von maximal 10 mm bis 12 mm hin, d. h. die Begrenzung des Durchmessers bei Bögen bis etwa 1000 A erfolgt allein durch die Kühlwirkung der umgebenden Stahlplatten. Erst für höhere Ströme tritt zusätzlich die räumliche Einengung des Bogens in Erscheinung. Bei weiterem Stromanstieg verliert der Bogen seine Zylinderform und nimmt annähernd den Querschnitt des Brennraumes an. Das Abflachen des Bogens bewirkt zwar infolge größerer Bogenoberfläche höhere Wärmeverluste, es minimiert jedoch durch Vergrößerung des Querschnitts den Stromdichtezuwachs, so daß die erforderliche Spannungserhöhung, um den höheren Strom zu transportieren, gering bleibt.

In Abb. 5.2 ist zusätzlich der Mittelwert der maximalen Spannung U_{\max} eingezeichnet. Da die Spannung U_{\max} nicht beim gleichen Stromwert auftritt wie U_A sondern erst nach einer bestimmten Brenndauer, in der je nach Höhe der Brennspannung der Lichtbogenstrom einen entsprechend kleineren Wert angenommen hat, tritt eine leichte Verschiebung der Kurve zu kleineren Stromwerten auf. Die stärkere Stromabhängigkeit der Spannung U_{\max} ist vor allem auf die stärkere Verlängerung des Bogens wegen Abbrand und intensivere Gasströmungen bei höheren Strömen zurückzuführen. Der Bereich zwischen den beiden Kurven für U_A und U_{\max} stellt das Feld der möglichen Bogenspannung dar, die sich während der Brennphase einstellen kann. Im Falle eines internen Kurzschlusses ist ein Absinken der Bogenspannung unter die U_A -Werte möglich.

Während der Einfluß der Stromstärke auf die Brennspannung gering ist, beeinflußt sie das Verhalten des Bogens stark. In Abb. 5.3 ist der Zeitverlauf des Bogenstromes und der Brennspannung eines 5000-A-Bogens dargestellt. Die Zündung wird durch das Öffnen des Schalters S2 (vgl. Abb. 3.6) eingeleitet, in dem der Systemstrom durch einen Cu-Draht mit Gesamtquerschnitt $2 \times \emptyset 0,8 \text{ mm}^2$ gezwungen wird. Die Anfangsspannung beträgt etwa 92 V und liegt nur unwesentlich über der eines 1400-A-Bogens von 86 V. Der hohe Leistungsumsatz hat jedoch sehr starkes Schmelzen und Verdampfen der Elektroden zur Folge, so daß eine rasche Verlängerung des Bogens stattfindet. Der Gesamtabbrand der LCT-Leiterstücke beträgt etwa 55 bis 60 mm. Die Verlängerung, das Schmelzen der seitlichen Stahlplatten und der Druckanstieg bewirken den starken Anstieg der Bogenspannung. In diesem Falle scheint der Bogen nahezu den gesamten zur Verfügung stehenden Querschnitt auszufüllen. Denn außer kleinen Stegen in den Kammerecken sind die Stahlplatten vollständig geschmolzen.

Zum Zeitpunkt t_2 erreicht die Spannung anscheinend ihren Maximalwert von 220 V, der dem Wert U_{\max} in Abb. 5.1 entspricht. Das Schmelzen der Stahlplatten hat zur Folge, daß die zur Druckmessung benutzte Kapillare, die in einem Messing-Pfropfen nur weich eingelötet ist, ungeschützt der Hitze des Bogens ausgesetzt ist: Die Kapillare lötet aus. Dadurch entsteht eine starke Gasströmung durch die $\emptyset 1\text{-mm-Bohrung}$. Der nach t_2 stattfindende Spannungsanstieg bis auf 400 V ist auf das heftige Herausspritzen der

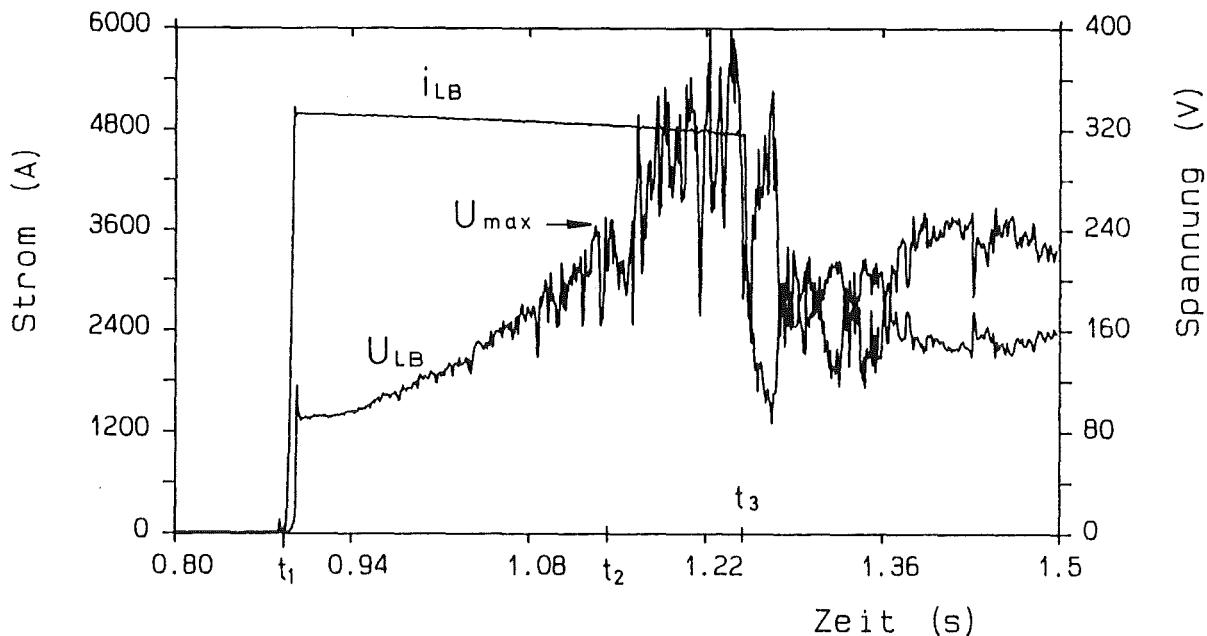


Abb. 5.3: Zeitlicher Verlauf des Lichtbogenstroms und der Brennspannung eines 5000-A-Bogens.

Metallschmelze und des heißen Bogengases durch die immer größer werdende Öffnung im Messingstück zurückzuführen. (Vergrößerung der Bohrung von $\varnothing 1$ mm auf etwa $\varnothing 40$ mm auf der dem Bogen zugewandten Seite und $\varnothing 12$ mm auf der Außenseite). Zum Zeitpunkt t_3 wird durch Schließen des Schalters S2 und Öffnen des Schalters S1 dem Lichtbogen ein Widerstand von $100 \text{ m}\Omega$ parallel geschaltet (es ist der über S1 liegende Widerstand R_1 in Abb. 3.6). Die Spannung nimmt wegen der Verminderung des Bogenstromes durch die Parallelschaltung auf Werte um 150 V bis 200 V ab. Der vollständige Zeitverlauf wird später bei der Diskussion des Systemverhaltens und der Gegenmaßnahmen (Kap. 7.1) herangezogen.

5.3 Ermittlung des Elektrodenfalls und des Säulengradienten für räumlich eingeschlossene Lichtbögen

Die Lichtbogenspannung setzt sich additiv aus dem Spannungsabfall an den Elektroden und der Spannung der Säule zusammen. Die Lichtbogenlänge hat somit einen direkten Einfluß auf die Brennspannung. An einem räumlich eingeschlossenen Bogen, dessen Länge während der Brennphase variiert, ist wegen des zu erwartenden hohen Säulengradienten mit einem entsprechend hohen Längeneinfluß zu rechnen. Die Lichtbogencharakteristik kann außer durch die Strom-Spannungs-(I-U)-Kennlinie durch die Strom-Feldstärke- (I-E-) oder Stromdichte-Feldstärke- ($j-E$) -Kennlinie beschrieben werden. Der Einfluß der Bogenlänge auf die Brennspannung wird dadurch weitgehend eliminiert,

und die Ergebnisse lassen sich auf Lichtbögen beliebiger Länge übertragen.

In Abb. 5.4 ist die Anfangsspannung U_A für einen 700-A-Bogen (Kurve a) über der Anfangsbogenlänge für die Werte 5 mm, 20 mm und 40 mm aufgetragen. Die Spannung zeigt mit wachsender Bogenlänge einen fast linearen Anstieg, was dem zu erwarteten Verlauf entspricht. Verlängert man die Ausgleichsgerade zu kleineren Längenwerten hin, so entspricht ihr Schnittpunkt mit der Spannungsachse dem Spannungsabfall an den Elektroden. Im vorliegenden Fall liegt der Schnittpunkt bei 40,6 V. Für die Kurve b, die für einen 800-A-Bogen in einer etwas abgewandelten Kammer aufgetragen ist, kann ein etwa gleicher Elektrodenfall bestimmt werden. Die Ausgleichskurve schneidet die Spannungsachse in diesem Falle bei etwa 38,3 V. Ein Elektrodenfall von 38 - 42 V kann auf gleiche Weise aus den Spannungswerten des 5000-A-Bogens bestimmt werden, wenn angenommen wird, daß die Spannung U_{max} zeitlich etwa mit Erreichen der maximalen Bogenlänge zusammenfällt. Für weitere Betrachtungen wird mit einem mittleren Elektrodenfall von 40 V gerechnet.

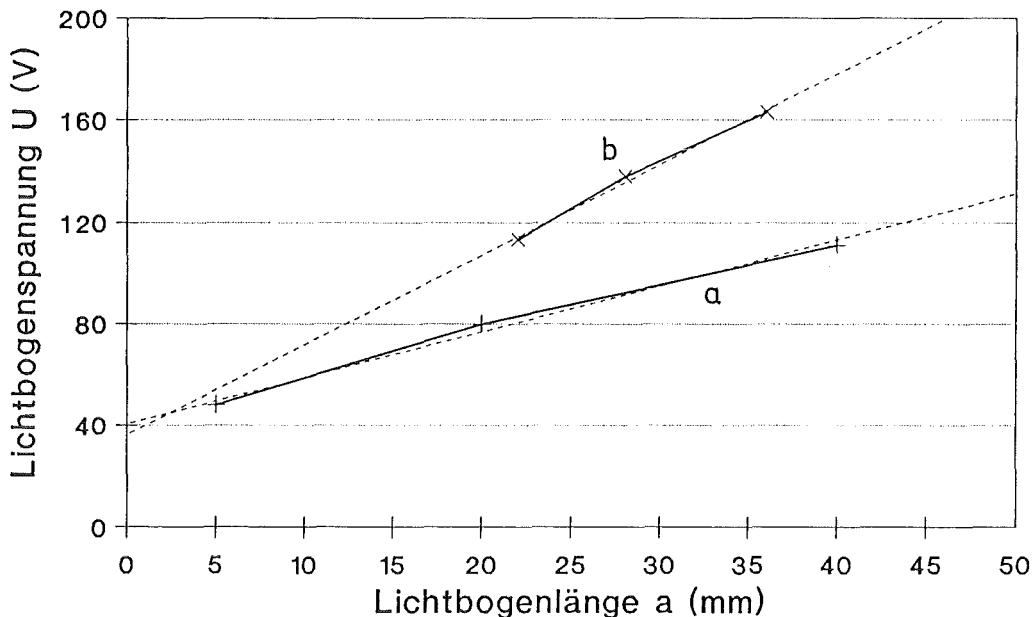


Abb. 5.4: Abhängigkeit der Bogenanfangsspannung U_A von der Bogenlänge a_{LB} .
a) $I_0 = 700\text{ A}$; b) $I_0 = 800\text{ A}$.

Einen Elektrodenfall von rund 40 V hat Kuhnert [20] für Lichtbögen mit einer Stromstärke von 50 kA bestimmt, die in Luft an homogenen Kupferschienen wandern. Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Elektrodenfall von 40 V bereits für Ströme unter 1000 A bestimmt worden. Der Grund für den hohen Elektrodenfall bereits bei geringen Strömen ist vor allem in der Form, dem Aufbau und der Materialzusammensetzung der hier verwendeten Elektroden zu suchen. Die Elektroden bestehen aus Einzelleitern mit einem relativ kleinen Querschnitt, die um ein NiCr-Kernblech gewickelt und von einer Stahlhülle umgeben sind (vgl. Abb. 3.3). Die Einzelleiter selbst sind ebenfalls inhomogen.

gen. Sie bestehen aus einer Cu-Matrix, in der NbTi-Filamente eingebettet sind. Nach Untersuchungen von Schröder [48] bevorzugt der Lichtbogen als Ort für seine Fußpunkte bei inhomogenen Elektroden die jeweils höher siedende Komponente. Dies hat vor allem zwei Gründe: zu einem wird über stärkeres Aufheizen des Materials höhere Glühemission von Elektronen erreicht, was den Bogenbetrieb erleichtert [17], und zum anderen verliert die Säule bei einem kleineren Brennfleck weniger Energie an die Elektroden, was sich ebenfalls positiv auf den Bogenbetrieb auswirkt. In unserem Falle findet der Bogen als höher siedende Komponenten die Stahlhülle, das Kernblech und besonders die NbTi-Filamente vor. Die geometrischen Abmessungen dieser Elektrodenteile sind jedoch sehr klein. Für die Stromdichte des Kathodenflecks bedeutet es bereits bei einem Bogenstrom von 1000 A Werte im Bereich von 10^3 A/mm^2 für einen Fußpunkt auf der Leiterhülle (Dicke 0,8 mm) und 10^5 A/mm^2 für die NbTi-Filamente ($\varnothing 45 \mu\text{m}$).

Eine andere Ursache des relativ hohen Spannungsfalls kann in der Bildung von Dampfstrahlen an Elektrodenkomponenten mit niedriger Siedetemperatur liegen. An überlasteten Elektroden, was die $2,3 \times 3,1\text{-mm}^2$ -Einzelleiter sicherlich sind, auch wenn der Bogenbrennfleck sich ausschließlich auf den NbTi-Filamenten konzentriert, bilden sich in Folge starker Erhitzung Metalldampfstrahlen, die mit hoher Geschwindigkeit die Kontakte verlassen und in die Säule eintreten. Gegen diese Dampfstrahlen können die Ladungsträger nur bei höherer Spannung des Raumladungsgebiets transportiert werden. Zusätzlich hat der Dampfstrahl eine kühlende Wirkung auf das Ionisationsgebiet und ist selbst ein schlechter Leiter [48].

Mit der Kenntnis des Elektrodenfalls können nun die Säulengradienten bestimmt werden. Sie werden im nächsten Kapitel zur Analyse der Bogencharakteristik herangezogen.

5.4 Einfluß der Stromdichte auf die Bogenspannung

Im positiven Bereich der Lichtbogen-Charakteristik bewirkt eine Erhöhung des Bogenstromes einen Anstieg der Spannung. Wie jedoch in Kap. 5.2 ausgeführt, führt eine Stromerhöhung bei der hier verwendeten Lichtbogen-Untersuchungskammer zu keiner entsprechend großen Erhöhung der Stromdichte. Um den Einfluß der Stromdichte auf die Bogenspannung bis hin zum NET-relevanten Bereich von 25 bis 30 A/mm^2 bei den gegebenen systembedingten Einschränkungen in der Stromhöhe dennoch untersuchen zu können, wird der Brennraum des Lichtbogens durch Einbringen verschiedener Keramikstücke verkleinert. Die verfügbare Kanalgröße variiert für Ströme bis 5000 A zwischen $43 \times 13 \text{ mm}^2$, d.h. voller Querschnitt, und $8 \times 13 \text{ mm}^2$. In Tabelle 5.1 sind die lichten Kanalweiten sowie die abgeschätzten Werte der anfänglichen Stromdichte und der entsprechenden Ersatzradien der Bögen zusammengestellt.

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der Brennraumquerschnitte A_{Kam} , der abgeschätzten Ersatzradien R_E und der resultierenden Lichtbogenstromdichten j_{LB} .

Lichtbogenstrom I_{LB} (A)	Querschnitt des Brennraumes A_{Kam} (mm ²)	Lichtbogen-Ersatzradius R_E (mm)	Lichtbogenquerschnitt A_{LB} (mm ²)	mittlere Lichtbogenstromdichte j_{LB} (A/mm ²)
700	$43 \times 43 = 559$	6,0	113	6,26
1000	$43 \times 43 = 559$	6,5	133	7,5
1400	$43 \times 43 = 559$	7,0	154	9,1
3000	$8 \times 13 = 104$	5,7	102	29,4
3400	$13 \times 13 = 169$	7,3	167	20,3
5000	$43 \times 43 = 559$	11,5	450	12,0

Der Abschätzung der Ersatzradien R_E liegen folgende Betrachtungen zugrunde:

1. Der mit dem Ersatzradius R_E geschlagene Kreis besitzt die gleiche Fläche wie der geschätzte Querschnitt des Lichtbogens.
2. Der Durchmesser des Bogens mit Strömen bis 1000 A beträgt maximal 13 mm, d.h. entspricht der lichten Weite der Kammer. Dies wird in Versuchen mit schwachem Magnetfeld oder mit reduziertem Kammerquerschnitt durch die Auswertung der Abbrandspuren bestätigt.
3. Der 1400-A-Bogen zeigt bereits eine leicht elliptische Form auf. Die Kammern weisen bereits Schmelzspuren an den Stahlblechen auf. Die Zeitverläufe deuten ebenfalls auf eine deutlich positivere Kennlinie hin. Sein Radius R_E wird zu 7 mm angenommen.
4. Der 5000-A-Bogen füllt rund 4/5tel des gesamten Querschnitts von 43×13 mm² aus (vgl. Kap. 5.2). Seine Form kann als ein abgerundetes Rechteck betrachtet werden. Der Ersatzradius R_E wird zu 11,5 mm angenommen.
5. Die Bögen mit den Strömen 3000 A und 3400 A füllen den gesamten, jeweils reduzierten Kammerquerschnitt aus. Der Ersatzradius R_E wird für $I_0 = 3000$ A zu 5,7 mm und für $I_0 = 3400$ A zu 7,3 mm abgeschätzt.

Maecker berichtet in [17] über einen linearen Zusammenhang zwischen der Feldstärke und der Stromstärke im positiven Bereich der Bogencharakteristik, der z. B. für einen Ø2,3-mm-Bogen für den Strombereich von etwa 80 A bis 1500 A, was Stromdichten von 20 A/mm² bis 360 A/mm² entspricht, gemessen wurde. Wie aus Abb. 5.5 jedoch hervorgeht, ist der Zusammenhang zwischen der hier gemessenen Bogenanfangsspannung U_A bzw. der zugehörigen Anfangssäulenstärke E_A und der Stromdichte j_{LB} nicht linear. Vielmehr entspricht der Verlauf beider Kurven dem in Anhang B dargestellten theoretischen Verlauf, welcher mit Hilfe des in Gl. (B.3.1) gegebenen Potenzansatzes $E = A + B/j^n$ mit $n \neq -1$ beschrieben werden kann. Die Analyse des Spannungs- bzw. des Feldstärkeverlaufes zeigt, daß die Meßkurven (für j in A/mm²) durch folgende Zahlengleichungen angenähert werden können:

$$E_A = A + \frac{B}{j^n} = 1,75 + \frac{0,012}{j^{-1,75}} \quad (V/mm) \quad (5.4.1a)$$

bzw.

$$U_A = 75 + \frac{0,24}{j^{-1,75}} \quad (V) \quad (5.4.1b)$$

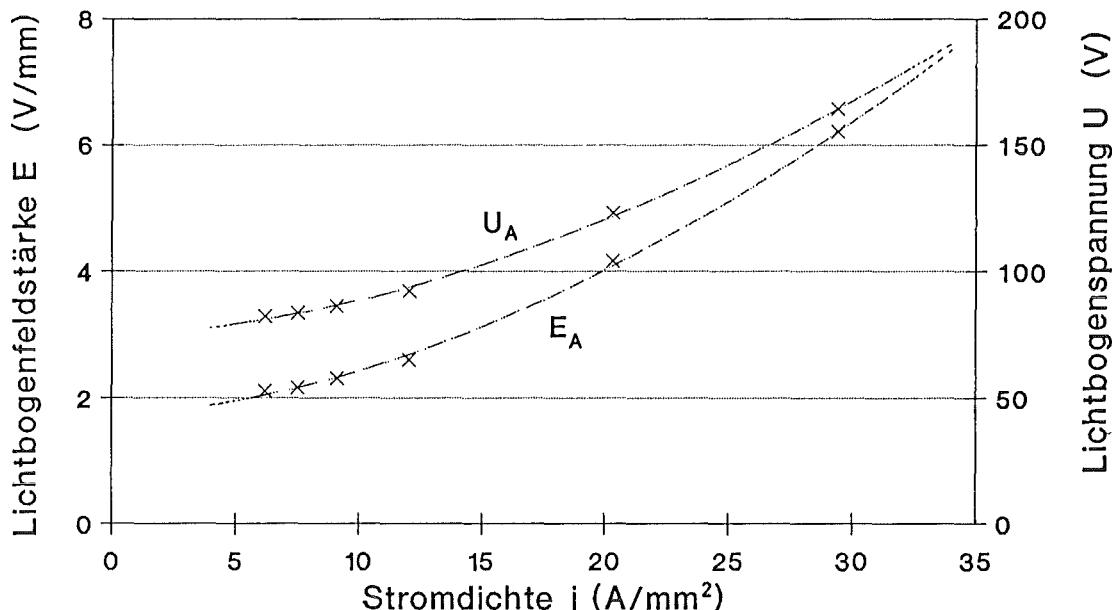


Abb. 5.5: Abhängigkeit der Lichtbogenfeldstärke E_A und der Anfangsbogenspannung U_A von der Stromdichte: × - Meßwerte, ----- - Approximation nach Gl. 5.4.1a,b

Hofmann [49] hat an Quecksilberbögen in engen Kanälen mit Durchmessern 1 mm, 1,3 mm und 1,6 mm für Ströme bis 240 A sowohl lineare ($n = -1$) als auch potentielle ($n < -1$) Abhängigkeiten der Brennspannung vom Bogenstrom gemessen. Eine Erklärung hierfür wird von ihm nicht angeführt. Der hier beobachtete stark potentielle Verlauf der Spannung bzw. der Feldstärke hat möglicherweise seine Ursache in der für diese Untersuchungen verwendeten Lichtbogenkammer mit ihrer speziellen Kanal- und Elektrodenform, die starke Verdampfung an den Elektroden und axiale Gasströmungen im Brennraum ermöglicht.

In Abb. 5.2 wurde bereits der Verlauf von U_{\max} mit dem von U_A verglichen. Die U_{\max} -Kurve weist im Vergleich zu U_A eine andere Abhängigkeit von Strom und Stromdichte auf. Die Zunahme von U_{\max} wird mit wachsender Stromdichte geringer. Dies hängt offensichtlich damit zusammen, daß die hohen Brennspannungen eine stärkere Stromabnahme verursachen, die dem Spannungsanstieg entgegenwirkt. Die maximale Spannung von 350 V wurde an einem Bogen mit dem Strom $I_0 = 3000$ A und der Dichte $j = 29,4$ A/mm² gemessen. Im gesamten untersuchten Strombereich liegt die Spannung U_{\max} etwa beim 1,4- bis 2,2fachen des U_A -Wertes. Höhere Spannungen, die bei einzelnen Experimenten beobachtet wurden, sind in der Regel auf starke und nicht repräsentative Änderungen an der Kammer, wie z. B. Durchschmelzen der Leiterhülle oder der Kammer, Öffnen des LCT-Leiters infolge hohen Innendrucks, zurückzuführen. Eine eindeutige Bestimmung der Lichtbogenlänge zum Zeitpunkt von U_{\max} war nicht möglich.

Als Beispiel für die gemessene Spannungen und das Verhalten des Bogens bei hohen Stromdichten soll der in Abb. 5.6 dargestellte Zeitverlauf der Bogenspannung für den Fall des 3000-A-Bogens mit der Stromdichte von 29,4 A/mm² diskutiert werden. Die hohe Anfangsspannung von 164 V ist Folge der starken räumlichen Einengung und der Kühlung des Bogens. Die Brennspannung nimmt gleich nach der Zündung schnell zu, was auf starkes Längenwachstum hindeutet. Durch die Verkleinerung des Brennraums wird der Bogen auf wenige Einzelleiter des LCT-Leiters konzentriert, was starkes Verdampfen der letzteren zur Folge hat. Die Bildung eines starken Metalldampfstrahls verhindert das Springen des Bogens auf benachbarte Einzelleiter. Die Analyse der Abbrandspuren zeigt, daß der Bogen bereits nach kurzer Zeit sich auf zwei Einzelleiter konzentriert und diesen auf der Länge von 130 mm folgt. Dabei erreicht er eine Gesamtlänge von etwa 150 mm. Die Brennspannung steigt infolge der Bogenverlängerung auf etwa 350 V. Das Durchschmelzen der Leiterhülle führt zum weiteren Anstieg der Spannung um 50 V. Die zum Zeitpunkt $t = 1,67$ s erfolgende rasche Stromabnahme ist durch Zuschalten des Widerstandes R_1 verursacht worden.

Zusammenfassend wird festgehalten, daß die Meßwerte für den Spannungsgradienten E_A bzw. die Brennspannung U_A eines 20-mm-Bogens im untersuchten Stromdichtebereich bis 30 A/mm² durch die Zahlengleichungen (5.4.1a) bzw. (5.4.1b) gut wiedergegeben werden. Für die Berechnung der Spannung eines Bogens bestimmter Länge mit Hilfe des ermittelten Spannungsgradienten ist ein Elektrodenfall von 40 V anzusetzen.

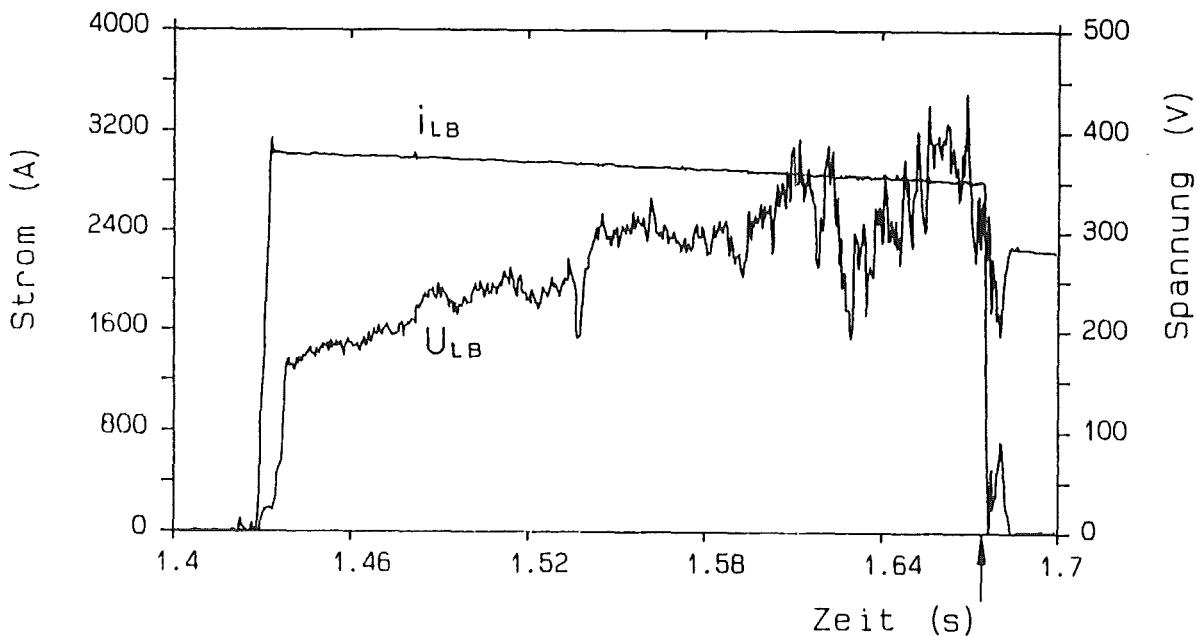


Abb. 5.6: Lichtbogenstrom- und Brennspannungsverlauf eines stark eingeengten Lichtbogens. Bogenstrom: $I_0 = 3000 \text{ A}$; Querschnitt des Brennraums: $7 \times 13 \text{ mm}^2$; Lichtbogenstromdichte: $j \approx 29,4 \text{ A/mm}^2$.

5.5 Einfluß des Magnetfeldes auf die Lichtbogenspannung

Der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Brennspannung des Lichtbogens wird an Bögen mit maximaler Stromstärke von 2100 A und einem Magnetfeld bis 3 T untersucht. In Abb. 5.7 ist die Spannung U_A für Lichtbögen mit der Stromstärke 1000 A über der Magnetfeldstärke aufgetragen (untere Kurve). Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Lichtbogenspannung nimmt mit wachsender Feldstärke ab. Für kleine Felder, etwa unterhalb von 0,5 T, bewirkt bereits eine geringe Feldänderung einen merklichen Spannungsanstieg. So hat z. B. das Anlegen eines Magnetfeldes von 0,08 T eine Spannungserhöhung von etwa 20 V zur Folge. Die Erhöhung des Feldes über 0,5 T bewirkt lediglich einen weiteren Spannungszuwachs von etwa 15 V.

Eine Erklärung des starken Einflusses bereits geringer Magnetfelder läßt sich aus der Betrachtung des Bogenbrennens in der verwendeten Lichtbogenkammer gewinnen. Der 1000-A-Bogen füllt nicht den gesamten Querschnitt der Kammer aus und brennt aus energetischen Gründen bevorzugt etwa in der Mitte des Brennraumes. Das Magnetfeld ist so angelegt, daß die Lorentzkraft in Richtung einer schmalen Kammerwand wirkt (vgl. Kammeraufbau in Abb. 3.4). Bereits ein Feld geringer Stärke lenkt den Bogens aus seiner bevorzugten Lage aus. Der Bogen wandert an den Elektroden in Richtung einer

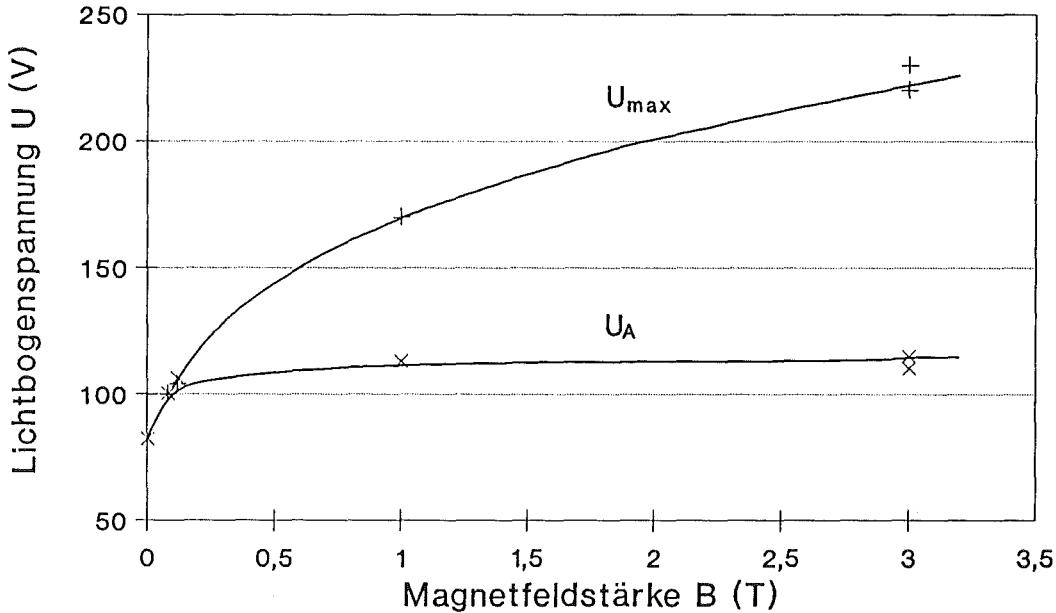


Abb. 5.7: Abhängigkeit der Lichtbogenspannung vom Magnetfeld.
Lichtbogenstrom: $I_0 = 1000 \text{ A}$.

schmalen Seitenwand, die er sonst nicht berührt. Dadurch erfährt der örtlich verschobene Lichtbogen zusätzliche Kühlung seitens dieser Wand. Die veränderten Kühlbedingungen haben die o. g. Brennspannungserhöhung um 20 V zur Folge.

Der Spannungsanstieg ist bei weiterer Erhöhung der magnetischen Feldstärke nur noch gering. Der Grund hierfür ist im Temperaturprofil des Lichtbogens und in den vom Magnetfeld angeworfenen Zirkulationsströmungen im Plasma zu suchen [22, 50]. Nach Ausführungen von Fischer [21] erzwingt ein Magnetfeld in einem räumlich eingeschlossenen Lichtbogen radiale Konvektionsströmungen, die durch das Auslenken des Maximums im Stromdichte- und somit im Temperaturprofil hervorgerufen werden. Die inneren Plasmaströmungen sorgen für einen intensiven Wärmeaustausch mit den kälteren Randschichten und verursachen damit bei gleichbleibender Stromstärke höheren Spannungsbedarf. Die Transversalströmungen sind besonders stark bei Bögen mit stark ausgeprägtem Temperaturkern. Bei den hier diskutierten eingeschlossenen und bereits magnetisch ausgelenkten Lichtbögen liegt vermutlich bereits ein breites Temperaturprofil vor. Bei solchen Bögen findet im Magnetfeld nur eine geringe Verschiebung des Temperaturmaximums statt. Entsprechend gering sind die zusätzlichen Plasmaströmungen und damit die Spannungserhöhung bei weiterer Felderhöhung. Gleichzeitig bewirkt die Auslenkung des Profilmaximums, daß der Temperaturgradient am Rande ansteigt und in der Bogenmitte weiter abflacht, was den Feldeinfluß zusätzlich mindert.

Für höhere Ströme (über 1000 A) nimmt die Brennspannung mit zunehmender Magnetfeldstärke nur noch schwach zu. Denn für große Stromstärken wird das Temperaturprofil

des eingeschlossenen Bogens sehr breit. Nimmt man als Grenzfall konstante Temperatur im Entladungskanal an, dann ist auch die Stromdichte und somit die Lorentzkraft über dem Bogenquerschnitt konstant. Konvektionsströmungen verschwinden somit im betrachteten Grenzfall gänzlich. Die Brennspannung des Lichtbogens läuft somit gegen einen Grenzwert und bleibt bei weiterer Magnetfelderhöhung konstant.

Ein etwas anderes Bild zeigt sich bei der Betrachtung des Einflusses des angelegten Magnetfeldes auf die maximale Bogenspannung U_{\max} , wie sie in Kap. 5.1 definiert ist. Der Einfluß des transversalen Magnetfeldes auf die Feldstärke ist selbst bei bereits hohen Feldstärken weiterhin groß, wie es aus der oberen Kurve in Abb. 5.7 hervorgeht. Das hohe Magnetfeld verhindert offensichtlich das Springen der Lichtbogenfußpunkte auf Nachbar-Einzelleiter, wodurch die thermische Einwirkung des Bogens stark lokalisiert wird. Der weitere Vorgang ist analog zu dem für hohe Stromdichten, wie in Kap. 5.4 beschrieben. Der Lichtbogen setzt sich an wenigen Einzelleitern fest und erfährt durch starkes Abschmelzen bzw. Verdampfen eine starke Verlängerung, die sich in der hohen Spannung widerspiegelt. So brennt ein Bogen mit 1000 A unter der Einwirkung eines Feldes von 1 T einen Kanal mit einem Durchmesser von 6 bis 8 mm und einer Länge von 87 mm in den LCT-Leiter. Seine gesamte Länge erreicht dabei etwa 95 mm, seine maximale Spannung rund 170 V. Bei einem Feld von 3 T verlängert sich der Bogen auf etwa 102 mm bei einem Durchmesser von nur 5 mm bis 6 mm (vgl. Abb. 5.8) und brennt mit einer um etwa 60 V höheren Spannung von 230 V. Die gemessene Spannung U_{\max} hängt mit etwa $B^{1/4}$ bis $B^{1/2}$ von der angelegten Feldstärke ab.

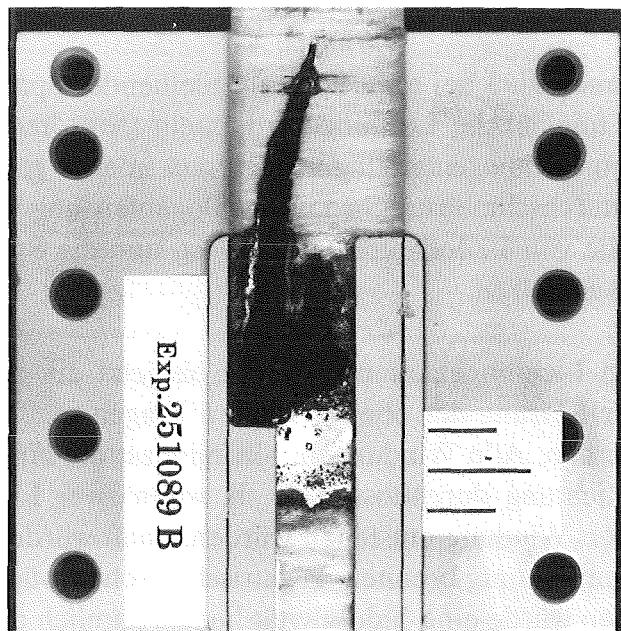


Abb. 5.8: Lichtbogenkammer zur Untersuchung räumlich eingeschlossener Lichtbögen nach Versuch. Bogenanfangsstrom $I_0 = 1000$ A, Magnetfeldstärke $B = 1$ T.

Zusammenfassend wird festgestellt, daß der Einfluß des Magnetfeldes auf die Anfangsbogenspannung U_A bei den vorliegenden Bedingungen nur gering ist. Für kleine Felder (unter 0,1 T) erfährt die Bogenspannung eine Erhöhung um etwa 20 V. Weitere Felderhöhung bewirkt wegen der bereits sehr intensiven Kühlung des Bogens nur einen geringen zusätzlichen Spannungszuwachs. Der Abbrand erhält jedoch eine bevorzugte Richtung. Das örtliche Festhalten des Bogens durch das Magnetfeld hat eine stärkere Bogenverlängerung durch Elektrodenabbrand zur Folge. Die Spannung U_{\max} nimmt im gesamten untersuchten Feldbereich bis 3 T weiterhin zu.

5.6 Das Verhalten des Lichtbogens bei Mehrfach-Elektroden

Ein Lichtbogen, der im Windungspaket einer Spule brennt, ist der Kraftwirkung des örtlichen Magnetfeldes ausgesetzt. Wie im vorherigen Kapitel dargestellt, wird dadurch das Verhalten und die Brennspannung des Lichtbogens beeinflußt. Im Windungspaket einer Spule wird der Bogen gegen eine Nachbarwindung gedrückt, so daß das Abschmelzen eine bevorzugte Richtung bekommt. Schmilzt diese zweite Windung, so ergeben sich für den Bogenbetrieb neue Randbedingungen. Dabei stellen sich folgende Fragen:

1. Wie ändert sich die Lichtbogenspannung?
2. Welcher Strom fließt im Bogen?
3. Wie schnell vergrößert sich das Brennvolumen mit der Brenndauer?
4. Welchen Einfluß hat die Vergrößerung des Brennraumes auf den Bogen?

In [2] wird angenommen, daß bei etwa konstant bleibender Spannung des Lichtbogens sich der Strom und folglich die Leistung verdoppeln (sog. "multiple current arcing"). Aufgrund der höheren Lichtbogenleistung würden nun in etwa gleicher Zeit zwei weitere Nachbarwindungen durchschmelzen. Strom und Bogenleistung verdoppeln sich erneut. So würde eine Lawine von Leiterbrüchen ausgelöst, und die Spule würde in kürzester Zeit komplett durchschmelzen.

Mit der verwendeten Lichtbogenkammer wurde bis jetzt ein sehr kleiner Spulenausschnitt simuliert. Zur Klärung der oben gestellten Fragen muß nun ein größerer Ausschnitt betrachtet werden. Alle Windungen — zumindest die einer Scheibe — sind vom Strom in gleicher Richtung durchflossen. D. h. wenn zwei Lichtbögen nach Durchschmelzen der zweiten Windung entstehen würden, dann würden sie räumlich parallel und mit gleicher Stromrichtung brennen. Elektrisch gesehen würden die Bögen in Serie liegen. Zwischen ihnen würde eine Induktivität liegen, nämlich die Induktivität der vom Lichtbogen aufgetrennten Windung.

Die genannten Bedingungen können leicht erfüllt werden, wenn man die bis dahin verwendete Lichtbogenkammer um ein bzw. mehrere Elektrodenpaare erweitert. Tat-

sächliches Durchschmelzen eines stromführenden LCT-Leiters ist nicht durchgeführt worden. Die Leiterstücke waren von Beginn an unterbrochen; die Zwischenstrecke war mit dem späteren Zünddraht überbrückt. Die Abb. 5.9 gibt einen Blick auf die Versuchsanordnung für drei Elektrodenpaare mit dem Hintergrundfeld-Magneten.

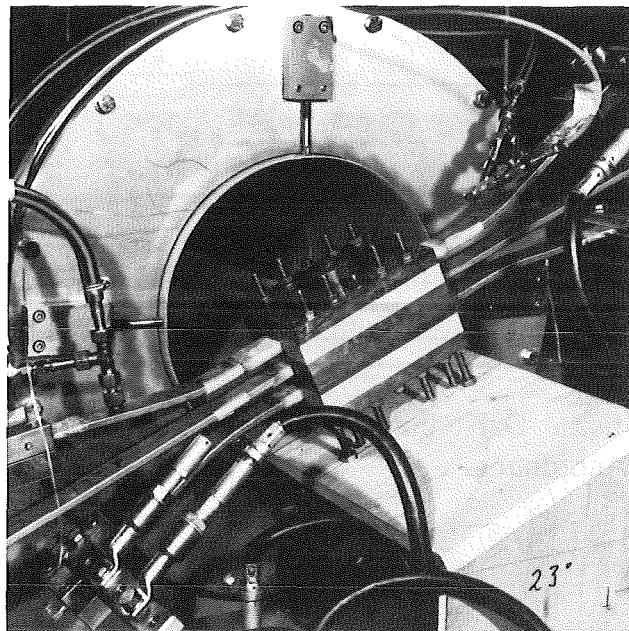


Abb. 5.9: Blick auf die Versuchsanordnung für Lichtbogenuntersuchungen mit Mehrfach-Elektroden im Magnetfeld bis 3 T.

In Abb. 5.10 ist der elektrische Schaltkreis der verwendeten Anordnung für zwei Elektrodenpaare schematisch dargestellt. Die Induktivität L_D zwischen den Bögen simuliert die Induktivität der aufgetrennten Spulenwindung und beträgt etwa 5 mH bis 9 mH. Die Länge des Lichtbogens a und der Abstand zwischen den parallelen LCT-Leiterstücken d kann variiert werden. Zeitliche Verzögerung der Zündung der einzelnen Bögen — in der Spulenwicklung können die Bögen nur nacheinander zünden — kann durch Einsetzen von Zünddrähten unterschiedlicher Dicke erreicht werden. Anfänglich ist in der Spulenwicklung der Brennbereich des ersten Lichtbogens von anderen Windungen durch die Leiterisolation getrennt. Dies kann bei der Simulation teilweise dadurch erreicht werden, daß zwischen die parallelen Elektroden dünne, isolierte Stahlbleche eingebracht werden, die die einzelnen Brennräume von einander trennen. Die Bezeichnungen A_1, A_2, \dots stehen für Anoden in der Reihenfolge der vorgesehenen Durchströmung, K_1, K_2, \dots stehen entsprechend für Kathoden.

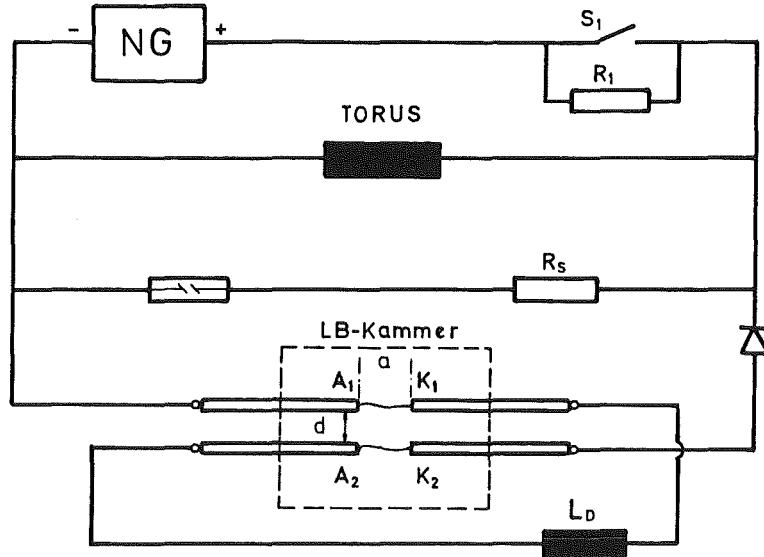


Abb. 5.10: Schematische Darstellung des elektrischen Kreises bei Mehrfach-Elektroden-Anordnung.

5.6.1 Das Verhalten des Lichtbogens

Die gewonnenen Ergebnisse zeigen, daß bei zwei Elektrodenpaaren die Zündung der beiden Lichtbögen nahezu gleichzeitig erfolgt, wenn ein Zünddraht gleicher Dicke verwendet wird. Während des Zündvorganges fließt der gesamte Strom in beiden Drähten. Zum Beispiel sind es maximal 30 ms für einen Anfangsstrom von 700 A und einen Leiterabstand $d = 10$ mm, wobei etwa 10 bis 15 ms bis zum Erreichen des vollen Stroms benötigt werden. Sind die Zünddrähte verdampft, so bildet sich ein gemeinsamer Bogen aus, der abhängig von den geometrischen Abmessungen ein oder mehrere Fußpunktpaare besitzt. Liegen die Elektroden eng zusammen, getrennt nur durch die Isolation, wie es in der Wicklung der Fall ist, dann zündet nur ein Bogen, der direkt von A_1 zu K_2 brennt. Lediglich für eine kurze Zeit nach der Zündung weist der Bogen zwei Fußpunktpaare auf. Der Strom in der Induktivität L_D , die zwischen K_1 und A_2 liegt, nimmt in weniger als 100 ms von 700 A auf Null ab. In dieser Zeit wird die in L_D gespeicherte Energie im Teilbogen A_2-K_2 umgesetzt.

Trennt man den Bogenbrennraum, z. B. durch ein Stahlblech von der Dicke 0,5 mm, das isoliert zwischen den LCT-Leiterstücken liegt, dann kann die Zeit, in der zwei Bögen brennen, vergrößert werden. Nach rund 30 ms zünden beide 700-A-Bögen. Nach weiteren 130 ms schmilzt die trennende Stahlplatte, und die Bögen bilden eine gemeinsame Säule. Die Bögen A_1-K_1 und A_2-K_2 erlöschen nach etwa 10 ms; der gesamte Strom fließt nun von A_1 zu K_2 .

Lichtbögen, die zwar in einem gemeinsamen Brennraum jedoch relativ entfernt voneinander brennen, beeinflussen sich gegenseitig nur wenig. Bringt man die Bögen einander näher, in dem der Abstand d zwischen den parallelen LCT-Leitern verkleinert wird, so profitiert der eine von dem anderen insofern, als durch Anheben der Umgebungs-temperatur die Wärmeverluste geringer werden, wodurch die Brennspannung abgesenkt werden kann. Bei einer einseitigen Temperaturanhebung verschiebt sich der Bogen zur geheizten Seite hin [51]. Reduziert man den Abstand weiter, dann bilden die Bögen zumindest für einen Teil der Länge eine gemeinsame Säule. Im Grenzfall fließt der gesamte Strom über die Fußpunkte mit der größten Potentialdifferenz.

Bei größerem Elektrodenabstand d kann der Lichtbogen mehrere anodische und kathodische Fußpunkte besitzen. Der Strom teilt sich dann entsprechend dem Widerstandsverhältnis der Strecken A_1-K_1 und A_1-K_2 auf, das dem Verhältnis der Streckenlängen selbst proportional ist. Für den Elektrodenabstand $d = 20$ mm und die Bogenlänge a von ebenfalls 20 mm fließt für $I_{ges} = 700$ A ein Strom von rund 300 A direkt von A_1 zu K_2 . Gleiche Stromaufteilung liegt auch für die Anordnung $d = a = 10$ mm vor. Der gesamte Lichtbogenstrom teilt sich umgekehrt proportional dem Verhältnis der Bogenlängen von 20 mm zu 30 mm bzw. 10 mm zu 15 mm auf die Teilbögen A_1-K_1 und A_1-K_2 auf. Im Falle des kürzeren Bogens ist der gesamte Bogenbetrieb jedoch stabiler. Erst für viel kleinere Werte des Gesamtstromes 'sterben' die Kathode K_1 und Anode A_2 ab, und es stellt sich der Ein-Bogen-Zustand ein.

Ein magnetisches Feld, das quer zur Bogenachse wirkt — wie es in der Wicklung einer Spule der Fall ist —, unterstützt eindeutig den Ein-Bogen-Zustand. Untersuchungen im Magnetfeld an Lichtbogenkammern mit bis zu drei Elektrodenpaaren ergaben, daß selbst für größere Abstände zwischen den parallelen Elektroden ($d = 20$ mm) unmittelbar nach der Zündung ein einziger Lichtbogen mit nur einem Fußpunktpaar brennt, und zwar von A_1 zu K_2 bzw. A_1 zu K_3 .

5.6.2 Die Brennspannung des Bogens

Bei räumlicher Trennung der Bögen zündet z. B. jeder der o. g. 700-A-Lichtbögen mit der bereits bekannten Spannung von rund 80 V. An der Systeminduktivität liegt die doppelte Spannung von 160 V an. Wenn sich nach dem Durchbrennen des Stahlblechs eine gemeinsame Bogensäule ausbildet, sinkt die gesamte Spannung — gemessen von A_1 zu K_2 — stark ab. Die Brennspannung des neu entstandenen Bogens liegt mit etwa 10 V bis 20 V nur etwas über den früheren Werten von 80 - 86 V (Kap. 5.4). Diese Spannungserhöhung kann in der Verlängerung der Säule (etwa 3 - 4 mm) und in den geänderten Gasströmungen im Brennraum mit jetzt teilweise radialer Anströmung des Bogens begründet sein. Die gesamte Brennspannung erhöht sich um weitere 20 bis 60 V, wenn der Abstand zwischen den parallelen Elektroden d vergrößert wird. Sie beträgt bei

einem Gesamtstrom von 700 A und einer Bogenlänge $a = 20$ mm z. B. für $d = 20$ mm etwa 160 V und für $d = 10$ mm etwa 120 V.

Die Spannungscharakteristik der Teilbögen A_1-K_1 oder A_2-K_2 und die Gesamtbogenspannung A_1-K_2 zeigt im Vergleich zu Bögen gleicher Stromstärke in Druckkammern mit nur einem Elektrodenpaar keine nennenswerte Unterschiede. Die Stromabhängigkeit reduziert sich sogar etwas, da der Bogen in einem größeren Raum mit kleinerer Stromdichte brennt. Die gesamte Spannung verringert sich um mindestens 40 V, wenn die Fußpunkte K_1 und A_2 absterben. Der Wert von 40 V entspricht genau dem Spannungsabfall an den Elektroden (vgl. Kap. 5.3).

5.6.3 Verhalten bei zeitlicher Verzögerung der Zündung des zweiten Bogens

Abschließend soll an einem Beispiel gezeigt werden, wie sich der Bogen verhält, wenn die Zündung des zweiten Bogens verzögert wird, d.h. bei einer genaueren Nachbildung des in der Wicklung stattfindenden Vorganges beim Durchschmelzen der nächsten Windung. In Abb. 5.11 ist für diesen Fall der Strom $I_{LB, ges}$ und der Strom von A_2 zu K_2 , I_{A2-K2} , sowie die Gesamtspannung $U_{LB, ges}$ von A_1 zu K_2 dargestellt. Zu Beginn des Vorganges sind die Elektroden A_2-K_2 mit einem Ø4,0-mm dicken Cu-Draht überbrückt, während die Anode A_1 und die Kathode K_1 über einen Ø0,8-mm-Draht verbunden sind. Nach Verdampfen des Ø0,8-mm-Drahts zwischen A_1 und K_1 zündet ein Lichtbogen. Er brennt sowohl zwischen A_1 und K_1 als auch von A_1 zu K_2 . Denn von den insgesamt rund 1000 A fließen von A_1 zu K_1 maximal 580 A — das ist der Stromanteil, der auch als I_{A2-K2} gemessen wird — und die restlichen 420 A fließen direkt von A_1 zu K_2 . Der gezündete Lichtbogen, der einen anodischen und zwei kathodische Fußpunkte besitzt, brennt mit einer Spannung von etwa 100 V. Die Spannung A_2-K_2 ist zunächst Null.

Nach etwa 120 ms schmilzt die Ø4-mm-Brücke durch. Es bildet sich zwar ein zusätzlicher anodischer Fußpunkt A_2 , der Strom A_2-K_2 nimmt jedoch sprungartig fast auf Null ab. Bereits während der dicke Draht schmilzt, wird die in der Induktivität L_D gespeicherte Energie von rund 780 J entsprechend der sich aufbauenden Spannung A_2-K_2 mit bis zu 12 kA/s umgesetzt. Die Spannung $U_{LB, ges}$ nimmt zu diesem Zeitpunkt um etwa 24 V zu. Die Lichtbogenleistung erhöht sich dabei um rund 20%. Diese Leistungsverhöhung beruht ausschließlich auf der Spannungserhöhung. Im weiteren brennt ein quasi 'normaler' Lichtbogen, der zwar zusätzliche Fußpunkte besitzt, dessen Hauptstromfluß (über 90% des gesamten Stroms) jedoch von A_1 zu K_2 ist. Dies wird auch aus der Analyse des Elektrodenabbrands bestätigt: die Elektroden A_1 und K_2 weisen erheblichen Abbrand auf, A_2 und K_1 dagegen nur einen geringen.

Zusammengefaßt wird festgehalten, daß der Lichtbogen versucht, zwischen Punkten maximaler Spannungsdifferenz zu brennen. Der Betrieb von parallelen Lichtbögen ist

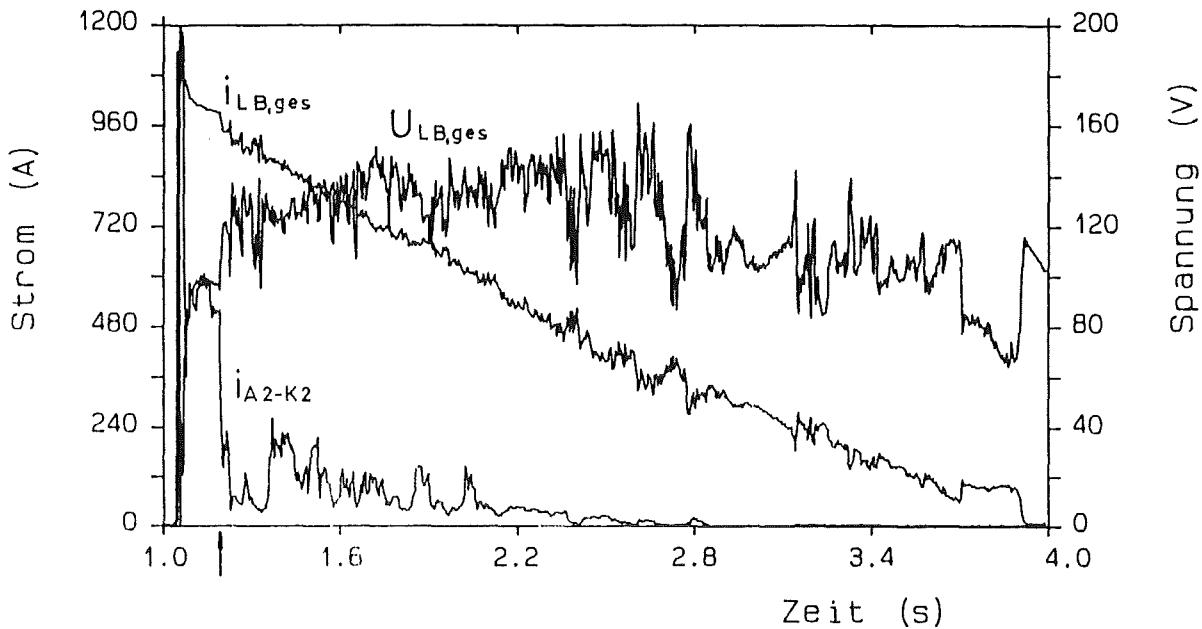


Abb. 5.11: Verlauf der Ströme $I_{LB,ges}$ und i_{A2-K2} sowie der Bogenspannung $U_{LB,ges}$ bei Zündung mit verschiedenen Drähten.

bei der vorliegenden Anordnung nicht möglich. Für eine kurze Zeit, in der die Energie der vom Lichtbogen überbrückten Windung umgesetzt wird, und bei einem geringen Abstand der parallelen Elektroden bildet sich ein Bogen mit mehreren Fußpunkten aus. Die Brennspannung nimmt dadurch nur unwesentlich zu. Sie ist in erster Linie durch die veränderten Randbedingungen wie Bogenlängenzuwachs und interne Gasströmungen quer zur Bogenachse verursacht. Eine Strom- und folglich Leistungsvervielfachung tritt nicht auf. Daher ist ein erhöhter Abbrand an den Elektroden oder Stahlplatten nicht festzustellen. Ein vorhandenes Magnetfeld begünstigt zusätzlich den Ein-Bogen-Brennzustand.

5.7 Einfluß des Druckes in der Brennkammer auf die Bogenspannung

Eine systematische Auswertung des Druckeinflusses ist wegen der Vielzahl der in der Lichtbogenkammer ablaufenden Prozesse nicht möglich. Der Druck ist keine von außen vorgegebene Konstante, sondern eher eine Zufallsgröße, die sich während des Bogenbrennens ergibt. Denn bei nahezu gleichen Versuchsbedingungen sind Druckunterschiede bis zu 100 bar gemessen worden. Der maximale Druckaufbau hängt davon ab, ob die LCT-Leiterstücke beidseitig zuschmelzen, wodurch ein kleiner, geschlossener Brennraum entsteht. Dieses wiederum hängt von der Menge des geschmolzenen Materials, dessen Verteilung im Brennraum, vom Druck selbst und von den Strömungsverhältnissen ab.

Im allgemeinen läßt sich jedoch sagen, daß der Einfluß des Drucks auf die Bogen- spannung ähnlich dem des Magnetfeldes ist. Eine gleich große Druckänderung bewirkt bei kleinen Drücken einen größeren Spannungsanstieg als bei höherem Druck. Im Druckbereich bis etwa 20 - 30 bar ist der Einfluß des Drucks am größten. Dies hängt offensichtlich damit zusammen, daß ab einem bestimmten Bogenzustand ein viel höherer äußerer Druck aufgebracht werden muß, um eine weitere Einschnürung des Bogens zu bewirken. Dem entspricht auch der in Anhang B gegebene theoretisch ermittelte Einfluß des Drucks, der durch eine Wurzelfunktion beschrieben werden kann.

Ein maximaler Druckanstieg bis 200 bar wird während einer Bogenentladung mit einem Anfangsstrom von 2200 A und einem stromabhängigen Magnetfeld von maximal 0,12 T gemessen. Nach etwa 0,8 s Brenndauer bei einem Strom von 1980 A und einer Bogen- spannung von rund 90 V schmelzen beide LCT-Leiter zu. Der Druck in der Kammer steigt von 4 bar auf etwa 37 bar an. Dieser Druckanstieg bedingt eine Spannungserhöhung um 34 V auf 124 V, die gleichzeitig die maximale Bogenspannung ist. Weiterer Anstieg des Drucks auf 200 bar bewirkt keine weitere sichtbare Erhöhung der Spannung. Ein rascher Druckzusammenbruch von 200 bar auf etwa 50 bar ist offensichtlich die Ursache für eine Spannungsabnahme um 20 V von 95 V auf 75 V. Ein kurzzeitiges Öffnen eines der LCT-Leiterstücke ruft diese schnelle Druckentlastung hervor. Danach schmilzt der Leiter wieder zu, woraufhin der Druck erneut auf etwa 85 bar und die Spannung um 12 V ansteigen.

Im oben geschilderten Beispiel addieren sich die Wirkungen des Gasdrucks und des Magnetfeldes auf den Bogen. Es ist jedoch leicht zu sehen, daß ein magnetisch eingeschnürter Bogen auf eine gleich große Druckerhöhung weniger stark reagiert als ein magnetisch unbeeinflußter Bogen. Gleichermaßen gilt entsprechend auch im umgekehrten Falle, so daß die Wirkung des Magnetfeldes mit höherem Gasdruck abnimmt. Während, wie im oberen Beispiel gezeigt, eine Druckerhöhung um 85 bar an einem magnetisch beeinflußten Bogen einen Spannungsanstieg von 12 V verursacht, steigt die Spannung eines magnetisch unbeeinflußten Bogens bei einem Druckanstieg von 16 bar um etwa 40 V an.

In Abb. 5.12 ist ein Beispiel für den möglichen Verlauf des Druckes in der Lichtbogenkammer über der Zeit aufgetragen. Der Druck ist während des Brennens eines Lichtbogens mit einem Anfangsstrom $I_0 = 1400$ A und einer Anfangslänge von 20 mm gemessen worden. Eine Druckerhöhung hat vor allem im unteren Druckbereich (bis etwa 30 bar) einen großen Einfluß auf die Höhe der Lichtbogenspannung. Dies wird aus dem in Abb. 5.12 zusätzlich dargestellten Verlauf der am Bogen anliegenden Spannung deutlich.

Der Lichtbogen zündet zum Zeitpunkt t_0 mit einer Spannung von etwa 82 V. Die sich ausbildende axiale Gasströmung und die Verlängerung des Bogens wegen des Elektrodenabbrands verursachen einen Spannungsanstieg um etwa 40 V auf rund 120 V. Der

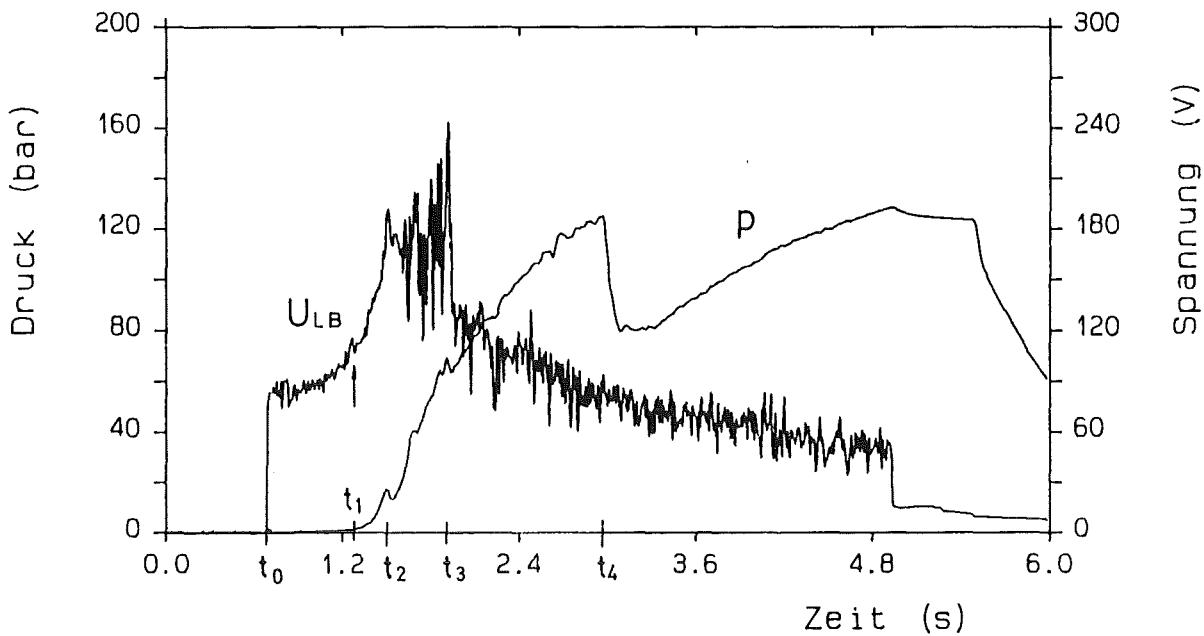


Abb. 5.12: Zeitverlauf der Bogenspannung und des Druckes beim beidseitigen Zuschmelzen der LCT-Leiterenden. Lichtbogenstrom $I_0 = 1400 \text{ A}$.

Druck hat bis jetzt im gesamten Volumen nur um etwa 1 - 2 bar zugenommen. Zum Zeitpunkt t_1 schmelzen beide Enden der LCT-Leiter-Elektroden zu. Während im angegeschlossenen, äußeren Volumen, das zusätzliche Spulenwindungen simuliert, der Druck konstant bleibt, nimmt er im Entladungsraum dem hohen Leistungsumsatz zufolge (etwa 140 kW) stark zu. Der Druckanstieg seinerseits erhöht die Brennspannung des Lichtbogens. Bis zum Zeitpunkt t_2 steigt der Druck um etwa 16 bar, was einen weiteren Anstieg der Brennspannung um etwa 70 V bewirkt. Weiterer Druckanstieg bis etwa 70 bar bewirkt nur eine geringe zusätzliche Spannungserhöhung. Im weiteren Verlauf hat der Gasdruck keinen entscheidenden Einfluß mehr auf die Bogenspannung. Zu den Zeitpunkten t_2 , t_3 , und t_4 finden zwischenzeitliche Druckentlastungen statt, die durch ein kurzzeitiges Öffnen der Kanäle im LCT-Leiter verursacht werden.

Zusammenfassend zum Einfluß des Druckes auf die Brennspannung wird festgehalten, daß bis zu einem Druck von etwa 20 bis 30 bar die Brennspannung stark beeinflußt wird. Die Spannungserhöhung beträgt für diesen Druckbereich etwa 40 V. Weiterer Anstieg des Druckes bewirkt nur eine geringe zusätzliche Spannungserhöhung, was mit bereits sehr starker Einschnürung des Bogens erklärt werden kann. Die Druckabhängigkeit eines magnetisch beeinflußten Lichtbogens ist aus gleichen Gründen geringer als bei einem unbeeinflußten Bogen.

5.8 Zusätzliche Betrachtungen zum Lichtbogenverhalten bei veränderten äußereren Bedingungen

Zu den Ergebnissen der Untersuchungen an räumlich eingeschlossenen Lichtbögen soll abschließend der Einfluß von äußereren Bedingungen, wie zum Beispiel horizontale und vertikale Anordnung der Kammer, zusätzliche Kühlung der massiven Cu-Kammer, das Weglassen bzw. Ersetzen der inneren Stahlbleche durch Cu-Bleche und die Verwendung von Cu-Volleiter als Elektroden anstatt der LCT-Leiterstücken, auf das Verhalten und die Spannung des Lichtbogens diskutiert werden.

Unterschiede im Verhalten oder in der Brennspannung des Lichtbogens bei verschiedener Anordnung der Kammer werden nicht festgestellt. Bei horizontaler Anordnung wird lediglich ein etwas stärkerer Abbrand an der oberen Stahlplatte beobachtet. Dieser Vorgang hatte jedoch keinen feststellbaren Einfluß auf die Spannung. Bei der vertikalen Anordnung findet eine vom Abbrand abhängige Verschiebung des Bogens nach oben statt. Denn während die obere Elektrode abschmilzt und folglich kürzer wird, sammelt sich die Schmelze auf der unteren Elektrode, die dann sehr schnell zuschmilzt. Das Zusammelzen beider Leiterenden und die Bildung von Kurzschlüssen wurde in beiden Fällen gleich oft beobachtet.

Der Einfluß veränderter Kühlungbedingungen auf die Brennspannung des Lichtbogens wurde untersucht, in dem 1) die Kupferkammer zusätzlich gekühlt wurde, 2) die Stahlbleche durch Cu-Bleche ersetzt und 3) sämtliche Stahlbleche weggelassen wurden. Dazu sind im ersten Falle auf jeder Breitseite des Bogenbrennraums je 2 Kühlkanäle mit einem Durchmesser von 10 mm in das Kupfer eingearbeitet worden. Der maximale Kühlwasserdurchsatz betrug 22,5 l/min bei einer Strömungsgeschwindigkeit von etwa 1,2 m/s. Im zweiten Falle ist zusätzlich zur Verbesserung des thermischen Kontaktes zwischen den Platten und der massiven Kammer Wärmeleitpaste auf die Cu-Platten aufgetragen worden. In allen drei Fällen ist bei einem 1000-A-Bogen nur eine geringe Bogenspannungserhöhung von maximal 10 V beobachtet worden.

Verwendet man massive Cu-Elektroden anstatt der LCT-Leiterstücke, so zeigt die Bogenspannung i. a. den gleichen Verlauf. Da hier keine Druckentlastung von Anfang an möglich ist, steigt der Druck fast linear mit der Brenndauer an. Der Druckanstieg auf 27 bar verursacht eine um etwa 30 V höhere Spannung U_{max} , während die Anfangsspannung unverändert bleibt.

5.9 Zusammenfassung von Kap. 5

Die Ergebnisse zeigen, daß bei den vorliegenden Bedingungen die Anfangsspannung eines 20-mm-Bogen bei etwa 80 V für den Bogenstrom 700 A und etwa 92 V für den Strom 5000 A liegt. Die Stromdichte-Säulenfeldstärke-Charakteristik des räumlich eingeschlossenen Lichtbogens kann durch die Gleichung (5.4.1a) gut beschrieben werden. Für die Berechnung der Brennspannung eines bestimmten Bogens ist ein Elektrodenfall von 40 V anzusetzen. Ein Magnetfeld quer zur Bogenachse bewirkt einen leichten Anstieg der Anfangsbrennspannung. Der Einfluß des Druckes in der Bogenkammer ist bis 30 bar am stärksten. Sowohl der Magnetfeld- als auch der Druckeinfluß ist bei einem bereits ausgelenkten oder eingeschnürten Bogen gering.

Der Einfluß des Magnetfelds auf die Spannung U_{\max} ist im Vergleich zur Anfangsbrennspannung U_A etwas stärker. Die Kraftwirkung des Feldes bewirkt eine Konzentration des Bogens auf nur wenige Einzelleiter des LCT-Leiters. Dadurch erfährt der Bogen eine stärkere Verlängerung, die sich in der höheren Brennspannung äußert.

Bei einer Mehr-Elektroden-Anordnung, in der die Bögen räumlich parallel und elektrisch in Serie liegen, brennt der Bogen zwischen den Elektroden mit maximaler Spannungsdifferenz. Der Betrieb von parallelen Lichtbögen ist bei der vorliegenden Anordnung, die die Geometrie und den Stromfluß in der Spulenwicklung wiedergibt, nicht möglich. Für eine kurze Zeit, in der die Energie der vom Lichtbogen überbrückten Induktivität umgesetzt wird, und bei geringem Abstand der parallelen Elektroden bildet sich ein Bogen mit mehreren Fußpunkten aus. Eine geringe Spannungserhöhung wird in erster Linie durch die veränderten Randbedingungen wie Bogenlängenzuwachs und interne Gasströmungen quer zur Bogenachse verursacht. Eine Strom und folglich Leistungsvervielfachung (das sog. "multiple current arcing") tritt nicht auf. Ein vorhandenes transversales Magnetfeld begünstigt zusätzlich den Ein-Bogen-Brennzustand.

6.0 Das Verhalten des TESPE-Magnetsystems bei einer Störung

Ein Kurzschluß oder ein Lichtbogen über einer Teilinduktivität stört die symmetrische Strom- und Kräfteverteilung im Torus. Die Abweichung vom Normalbetrieb hängt im wesentlichen von der Größe der betroffenen Induktivität und ihrer induktiven Kopplung zum restlichen Hauptsystem ab. Um den Einfluß einer Störung im elektrischen Kreis des Magnetsystems deutlich zu machen, wird in diesem Teil der Arbeit die Stromverlauf- bzw. die -verteilung zunächst für den Normalfall und dann für den Störfall dargestellt und diskutiert. Im einzelnen wird auf den Kurzschluß und den Lichtbogen über einer TESPE-Spule, den Bogen über dem Gesamtsystem und den Lichtbogen im Strompfad eingegangen.

6.1 Normalentladung von TESPE

Die Entladung der TESPE-Magnete wird durch das Öffnen des Schalters über dem Entladewiderstand und gleichzeitiges Kurzschließen der Stromquelle eingeleitet. Die Entladung erfolgt nach dem bekannten Exponentialgesetz mit einer Zeitkonstanten entsprechend dem Verhältnis der Systemgesamtinduktivität L_{ges} zum Entladewiderstand R_E :

$$i(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{T}} \quad (6.1.1)$$

wobei t = Zeit, I_0 = Anfangstrom und $T = L_{\text{ges}} / R_E$ die Entladezeitkonstante des ungestörten Systems sind.

In Abb. 6.1 ist der gerechnete Zeitverlauf des Systemstroms für eine Normalentladung des TESPE-Kreises mit $I_0 = 8000$ A und einem Entladewiderstand $R_E = 0,125 \Omega$ dargestellt. Die Entladezeitkonstante T beträgt etwa 2,7 s. Der Systemstrom nimmt zu Beginn der Entladung rasch ab und ist bereits nach einer Zeit von etwa $6 \cdot T$ unter 1% des Stromanfangswertes gefallen. Alle induktiven Spulenspannungen sind gleich und betragen jeweils 1/6tel der am Entladewiderstand anliegenden ohmschen Spannung. Ihr Verlauf entspricht dem Stromverlauf.

6.2 Systementladung mit einem Kurzschluß über einer Spule

Als Beispiel für die Auswirkungen eines Kurzschlusses auf die Stromverteilung im induktiven System wird ein Kurzschluß über einer TESPE-Spule betrachtet. Im Konstantstrombetrieb liegt keine Spannung an den supraleitenden Spulen an. Folglich beeinflußt der Kurzschluß die Strom- bzw. die magnetische Flußverteilung im System nur im Falle einer Systemstromänderung. In der kurzgeschlossenen Induktivität werden

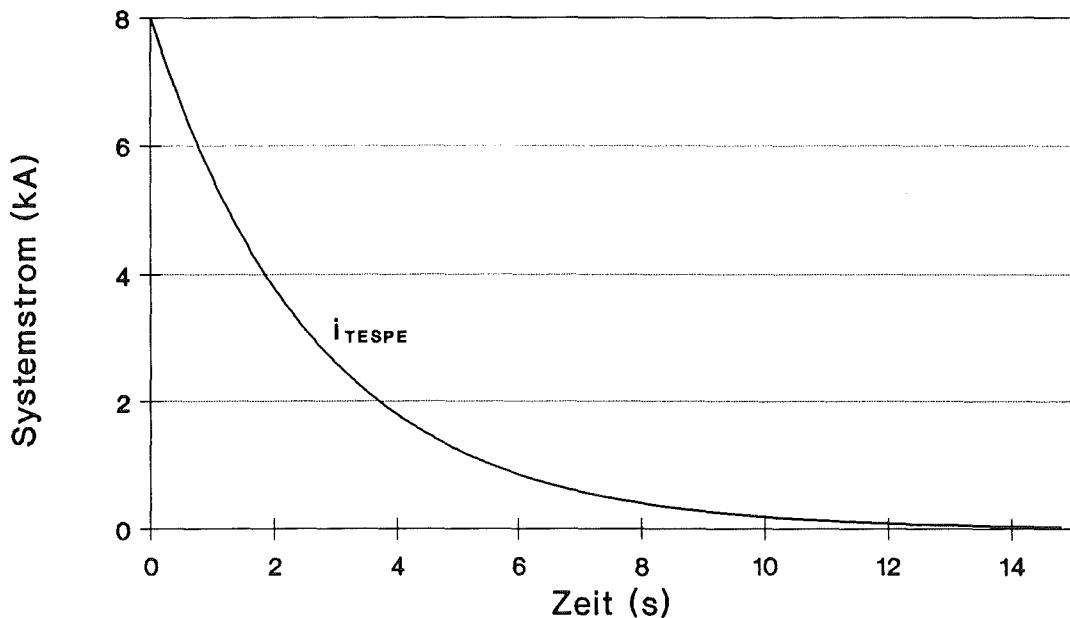
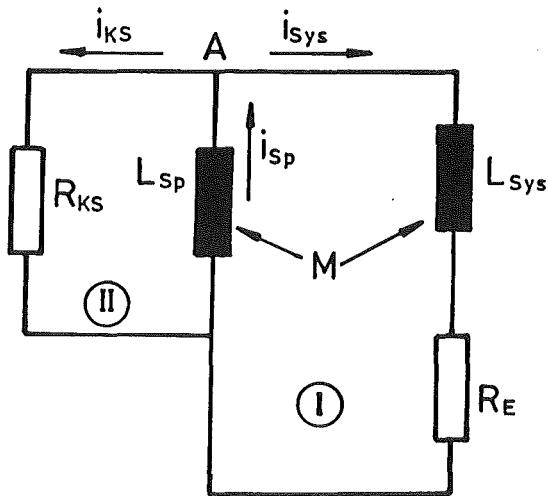


Abb. 6.1: Zeitverlauf des Systemstroms in TESPE bei einer Schnellentladung mit $I_0 = 8000 \text{ A}$. (Rechnung)

dann Ausgleichsströme angeworfen, die ihrerseits einen Fluß zur Folge haben, der der anfänglichen Flußänderung entgegenwirkt. Es wird hier eine Schnellabschaltung als Ursache für die Stromänderung betrachtet. Sie ist jedoch nur ein Beispiel für alle im System möglichen Stromänderungen, die während des gesamten Betriebs auftreten können. Da die maximale Asymmetrie der Ströme und damit der Kräfte an den Spulen beim Laden des Systems auftritt, wenn eine komplette Spule kurzgeschlossen ist, wird dieser Fall gesondert betrachtet.

In Abb. 6.2 ist das Ersatzschaltbild des TESPE-Kreises mit einem Spulenkurzschluß dargestellt. Das Netzgerät, das während des Entladevorgangs kurzgeschlossen ist, spielt bei der Betrachtung der Vorgänge keine Rolle und ist daher nicht im Ersatzschaltbild enthalten. Der Kurzschluß führt dazu, daß im System ein zweiter induktiver Teilkreis entsteht. Die Teilkreise sind miteinander sowohl galvanisch als auch induktiv gekoppelt. Die fünf Spulen des Hauptkreises sowie die Wechselinduktivitäten der Spulen mit der kurzgeschlossenen Spule sind zu je einer Induktivität zusammengefaßt, was die Beschreibung der Zeitvorgänge vereinfacht. Wendet man die Kirchhoffschen Spannungs- und Stromregeln für die Stromschleifen I und II sowie den Knoten A an, dann bekommt man folgendes Differentialgleichungssystem (DG1-System), das den Stromverlauf und die Stromverteilung im System beschreibt:



$$I: \frac{di_{sys}}{dt} L_{sys} + \frac{di_{sp}}{dt} L_{sp} + \frac{di_{sys}}{dt} M + \frac{di_{sp}}{dt} M + i_{sys} R_E = 0$$

$$II: \frac{di_{sp}}{dt} L_{sp} + \frac{di_{sys}}{dt} M + i_{sys} R_E = 0$$

$$A: -i_{sys} + i_{sp} - i_{KS} = 0 \quad (6.2.1)$$

Abb. 6.2: Ersatzschaltbild des TESPE-Kreises mit einem Kurzschluß über einer Spule.

Nimmt man zunächst vereinfachend für den Kurzschlußwiderstand $R_{KS} = 0$ an, so reduziert sich das obere Gleichungssystem auf die folgende Gleichung (die vollständige Lösung des DGL-Systems für $R_{KS} \neq 0$ ist in Anhang A0 gegeben):

$$\frac{di_{sys}}{dt} L_{sys} - \frac{di_{sys}}{dt} \cdot \frac{M^2}{L_{sp}} + i_{sys} \cdot R_E = 0 \quad (6.2.2)$$

die als Lösung für $i_{sys}(t)$ den folgenden Ausdruck hat:

$$i_{sys}(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{R_E}{L_{eff}} \cdot t} \quad (6.2.3)$$

mit $I_0 = i(t=0)$ als Systemanfangsstrom und T_{eff} als die effektive Entladezeitkonstante des gesörten Systems.

Die Größe L_{eff} ist die effektive Induktivität des gestörten Kreises. Es ist der Anteil der Systeminduktivität, der bei einer Systementladung mit einem Kurzschluß über einer Spule tatsächlich entladen wird. L_{eff} ist um den Faktor $(1 - M^2 / L_{sp} \cdot L_{sys})$ (= Steufaktor der verketteten Stromkreise) geringer als die Systeminduktivität:

$$L_{eff} = L_{sys} \cdot \left(1 - \frac{M^2}{L_{sp} \cdot L_{sys}}\right) = L_{sys} - \frac{M^2}{L_{sp}} = L_{sys} - k_{sp} \cdot M \quad (6.2.4)$$

mit $k_{sp} = M / L_{sp}$ dem Kopplungsfaktor der Spule mit dem restlichen System.

Für den Strom in der kurzgeschlossenen Spule i_{sp} und den Kurzschlußstrom i_{KS} bekommt man folgende Beziehungen :

$$i_{Sp} = I_0 \cdot \left[1 + k_{Sp} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}} \right) \right] \quad (6.2.5)$$

$$i_{KS} = I_0 \cdot (1 + k_{Sp}) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}} \right)$$

Wie man aus den beiden letzteren Gleichungen sieht, bestimmt die induktive Kopplung zwischen der kurzgeschlossenen Teilinduktivität und dem Hauptsystem — hier ausgedrückt durch den Kopplungsfaktor $k_{Sp} = M / L_{Sp}$ — den Grenzwert der Ströme i_{Sp} und i_{KS} für $t \rightarrow \infty$:

$$i_{Sp, \max} = i_{KS, \max} = I_0 \cdot (1 + k_{Sp}) \quad (6.2.6)$$

wobei i_{KS} von Null gegen das Maximum wächst und der Spulenstrom i_{Sp} vom Strom I_0 aus, der zum Zeitpunkt der Schaltertrennung im System fließt. Dies zeigt, daß bei starker induktiver Kopplung, wenn z.B. die Spulen geometrisch sehr nah angeordnet sind, oder wenn der Kurzschluß über einer Windung in der Spule liegt, wo die Kopplung bekanntlich sehr hoch ist, starke Stromerhöhungen in der kurzgeschlossenen Induktivität auftreten und unter Umständen das mehrfache des Anfangsstroms erreichen können.

6.2.1 Vergleich von theoretischen Stromverläufen mit Messungen an TESPE

In Abb. 6.3 ist die gemessene Stromverteilung im TESPE-Torus für den Fall eines Spulenkurzschlusses während einer Entladung mit $I_0 = 1030$ A und einem Entladewiderstand $R_E = 190$ mΩ dargestellt.

Nach dem Laden des Systems auf 1030 A wird die Spule A außerhalb des TESPE-Kryostaten kurzgeschlossen. Diese Maßnahme allein ändert die Stromverteilung nicht, denn es liegt noch keine Spannung an den supraleitenden Spulen an. Erst nach dem der Schalter über dem Entladewiderstand zum Zeitpunkt $t = 0$ geöffnet wird, baut sich eine induktive Spannung an den Spulen auf, und es fließen Ausgleichsströme. Der Strom und der magnetische Fluß des Hauptsystems nehmen entsprechend der effektiven Zeitkonstanten von etwa 1,38 s ab. Der Strom in der kurzgeschlossenen Spule nimmt mit gleicher Zeitkonstanten zu und bleibt nach Erreichen seines Maximums etwa konstant.

Nur im Idealfall, d.h. für $R_{KS} = 0$, verläuft der Strom im Hauptsystem ebenso wie bei einer störungsfreien Normalentladung nach dem bekannten Exponentialgesetz, jedoch mit einer kleineren Zeitkonstanten (vgl. Gl. 6.2.5). Die logarithmische Darstellung des gemessenen Stroms i_{Sys} (aus Abb. 6.3) zeigt eine Abweichung vom reinen exponentiellen

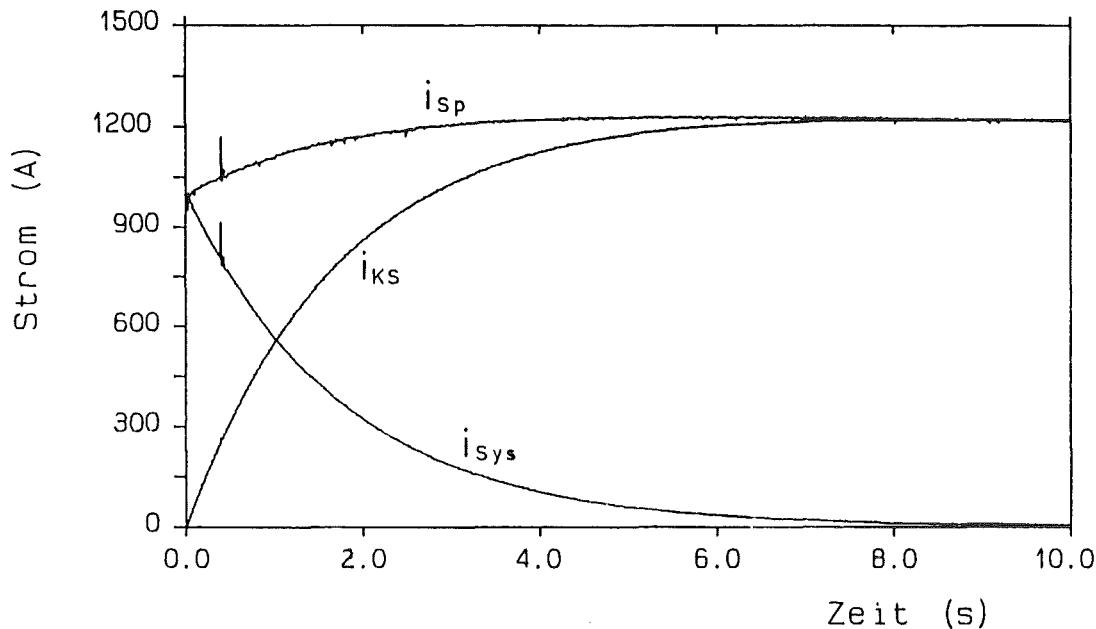


Abb. 6.3: Stromverteilung in TESPE während einer Entladung mit einem Kurzschluß über einer Spule. Entladewiderstand $R_E = 190 \text{ m}\Omega$, Kurzschlußwiderstand $R_{KS} \approx 2,5 \text{ m}\Omega$.

Verlauf. Der Energieverbrauch im KS-Widerstand — der Kurzschlußwiderstand R_{KS} beträgt etwa $2,5 \text{ m}\Omega$ — prägt dem i_{sp} - und folglich auch dem i_{sys} -Verlauf eine weitere e-Funktion mit der Zeitkonstanten $T_{KS} = L_{sp,eff} / R_{KS}$ auf. Die Größe $L_{sp,eff}$ ist analog zu Gl. 6.2.4 durch Vertauschen der entsprechenden Größen zu bilden. Sie beschreibt die Induktivität, die durch den Kurzschlußwiderstand tatsächlich entladen wird. Durch induktive Rückkopplung ins Hauptsystem nimmt der Strom i_{sys} etwas geringer als für $R_{KS} = 0$ ab. Die Ströme i_{sp} und i_{KS} erreichen auch nicht den maximalen theoretischen Wert. Sie liegen bei etwa 1246 A um rund 60 A darunter.

Zusammenfassend zum Verhalten des Systems mit einem Kurzschluß über einer Spule oder allgemein über einer Teilinduktivität ist festzuhalten, daß der magnetische Fluß der kurzgeschlossenen Induktivität im Grenzfall, d.h. für Kurzschlußwiderstände $R_{KS} \rightarrow 0$, konstant bleibt. Der fehlende magnetische Fluß wird durch eine Stromerhöhung aufgebaut. Der Strom kann maximal um den Faktor $(1 + k)$ wachsen, wobei k allgemein für den induktiven Kopplungskoeffizienten der kurzgeschlossenen Induktivität mit dem restlichen System steht. Die effektive Induktivität tritt anstelle der Gesamtinduktivität des Systems, wenn der induktive Kreis durch den Kurzschluß derart gestört wird, daß zusätzliche induktive Schleifen entstehen. Die Kopplung zwischen den gebildeten Teilkreisen mindert die tatsächliche, an der Entladung beteiligte Induktivität und beschleunigt — wegen Erhöhung der Entladespannung — die Entladung des ungestörten Teilsystems.

6.3 Laden des Systems mit einem Kurzschluß über einer Spule

Die höchsten Lateralkräfte an den Torusspulen treten auf, wenn das System einen Kurzschluß enthält und aufgeladen wird. Zwar ist dieser Fehler wegen der großen Ladezeitkonstanten in der Anfangsphase relativ harmlos und die Erregung des Systems kann unterbrochen werden, er soll dennoch hier besprochen werden, da eine Detektion des Fehlers äußerst wichtig ist.

Während des Betriebs erfährt jede Spule eine gleich starke Krafteinwirkung seitens ihrer Nachbarspulen, wenn alle Spule vom gleichen Strom durchflossen werden. Die resultierende Kraft am Torusumfang verschwindet, und die Spule wird radial gegen die zentrale Stützsäule bzw. das zentrale Gewölbe gedrückt. Bei einer Stromasymmetrie wird das Kräftegleichgewicht an den Spulen gestört, mit der Folge, daß einzelne Spulen unterschiedlich stark von ihren Nachbarspulen angezogen werden. Die resultierende Lateralkraft, die seitlich an der Spule angreift, muß von der Spulenzwischenstruktur aufgenommen werden. Die resultierenden Lateralkräfte sind auf die Spule hin gerichtet, wenn der Strom dieser Spule höher ist als in den Nachbarspulen (z.B. beim Entladen mit einem Kurzschluß). Die Spule wird von ihren Nachbarn stärker angezogen und übt eine höhere Kraft auf die zentrale Stützsäule aus. Dieser Fall erscheint zumindest für TESPE als nicht kritisch [52,53]. In Systemen mit einem hohen induktiven Kopplungskoeffizienten wie z.B. NET können bei Kurzschlußwiderständen unter $1 \text{ m}\Omega$ unzulässig hohe Kräfte auftreten.

Ist der Strom in einer Spule niedriger als im restlichen System, so kehren sich die Kräfteverhältnisse um. Die Nachbarspulen werden von ihren Nachbarn stärker angezogen als von der betroffenen Spule. Die resultierende Lateralkraft ist dem Quadrat der Stromdifferenz proportional. Die maximale Kraft, die dem Quadrat des Spulenstroms proportional ist, tritt an einer Spule auf, wenn ihre Nachbarspule stromlos ist, während die anderen ihren vollen Strom tragen. Dieser hypothetische Fall dient bereits als Auslegungsstörfall für die Spulenzwischenstruktur.

Die asymmetrische Kräfteverteilung wird weiter verstärkt, wenn in der Spule in Bezug auf das System negativer Strom fließt, wie er zu Beginn des Ladevorgangs auftreten kann. Die kurzgeschlossene Spule kann im Grenzfall von einem Strom der Höhe $-k_{Sp} \cdot i_{Sys}$ durchflossen werden. Der Stromunterschied und folglich die Kräfte differenz zwischen den einzelnen Spulen erreichen in diesem Falle ihr Maximum. Die an der Spule angreifende Seitenkraft ist nach außen gerichtet und treibt die Spule radial aus dem Spulenverband. Der gesamte Torus droht "zusammenzuklappen".

In Abb. 6.4 sind die gerechneten Stromverläufe für den Fall eines Kurzschlusses über einer TESPE-Spule während des Ladens dargestellt. Für diese Rechnung wurde ein Kurzschlußwiderstand von $10 \mu\Omega$ angenommen. Um den eingekoppelten magnetischen Fluß zu kompensieren, wird in der kurzgeschlossenen Spule eine Spannung induziert, die

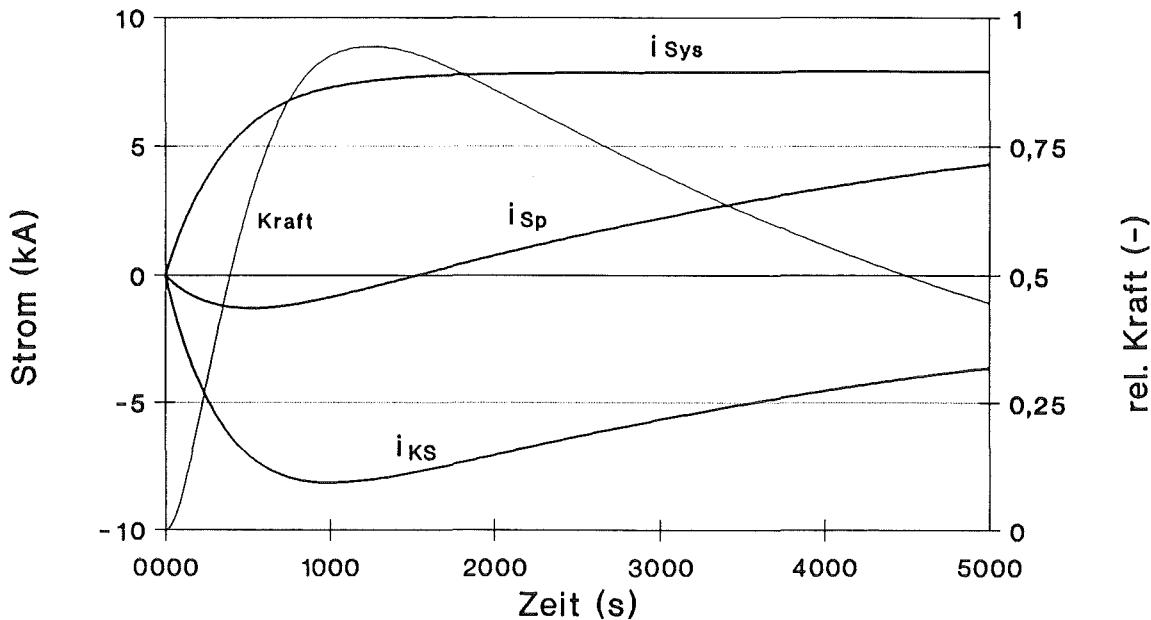


Abb. 6.4: Stromverteilung in TESPE für eine Aufladung mit einem Kurzschluß über einer Spule ($R_{KS} = 10 \mu\Omega$) und der Verlauf der normierten Lateralkraft an den Nachbarspulen. (Rechnung)

den Ausgleichstrom $i_{KS}(t)$ zur Folge hat. Damit die unterschiedliche Richtung von $i_{KS}(t)$ und $i_{sys}(t)$ deutlich wird, ist der erste negativ dargestellt. Der Kurzschlußstrom $i_{KS}(t)$ wächst in gleicher Zeit um den Faktor $(1 + k_{Sp})$ stärker als der Systemstrom. Daher ist der Differenzstrom $i_{sp}(t)$, der in der Spule fließt, zunächst ebenfalls negativ. Er würde bei einem KS-Widerstand gleich Null gegen den Wert $-k_{Sp} \cdot i_{sys, max}$ wachsen. Der Ausgleichstrom $i_{KS}(t)$ nimmt jedoch infolge des Energieumsatzes im Kurzschlußwiderstand ab. Der Unterschied zum Systemstrom verringert sich und der Spulenstrom nähert sich $i_{sys}(t)$.

Zusätzlich ist in Abb. 6.4 der Verlauf der normierten Kraft an einer der Nachbarspulen der KS-Spule dargestellt. Als Bezugs- und Vergleichsgröße dient die maximale Kraft für den hypothetischen Fall, daß eine Spule stromlos ist (s. o.). Für den theoretischen Fall $R_{KS} = 0$ würde die Kraft — analog zum Strom — gegen das $-k_{Sp}$ fache des Bezugswertes anwachsen, d.h. für TESPE würde sie um rund 27% die Auslegungskraft übersteigen. Der Energieverbrauch im Kurzschlußwiderstand führt jedoch dazu, daß die Differenz zwischen System- und Spulenstrom nach Durchlaufen eines Maximums wieder abnimmt. Für den dargestellten Fall erreicht die normierte Kraft ein Maximum von etwa 95% des Bezugswertes und bleibt somit unter dem Auslegungswert. Für Magnetsysteme mit höherer induktiven Kopplung zwischen den Spulen kann der Wert von 1 auch für größere Kurzschlußwiderstände überschritten werden. Entsprechende Rechnungen für NET zeigen, daß selbst für den relativ hohen R_{KS} -Wert von $10 \text{ m}\Omega$ die normierte Spulenkraft Werte über 1 erreichen kann.

Zusammenfassend wird festgehalten, daß beim Laden des Systems mit einer kurzgeschlossenen Spule sehr hohe seitliche Kräfte an den Spulen auftreten können, die von der Zwischenstruktur aufgenommen werden müssen. Für TESPE, das einen Spulen-Kopplungsfaktor von nur 0,27 aufweist, bleiben die auftretenden Kräfte während einer Entladung mit beliebigem Kurzschlußwiderstand und während des Ladens mit KS-Widerständen größer als $10 \mu\Omega$ unter dem Auslegungsgrenzwert. Das NET-TF-System weist jedoch deutlich höhere Spulenkopplung auf, so daß unzulässige Kräfte sowohl während der Entladung (für $R_{KS} < 1 m\Omega$) als auch während des Ladens (für $R_{KS} < 10 m\Omega$) mit einem Kurzschluß über einer Spule möglich sind. Die Auslegung der gesamten mechanischen Struktur sollte daher diesen Fall als Auslegungsstörfall beinhalten.

6.4 Systemverhalten mit einem Lichtbogen über einer Spule

Ein Lichtbogen stellt für das induktive System einen Kurzschluß mit variablem Widerstand dar. Wesentliche Erläuterungen zum Kurzschluß können auf den Lichtbogen übertragen werden. Gleichzeitig unterscheidet sich der Einfluß des Bogens aufs Systemverhalten von dem des Kurzschlusses: Während am Widerstand eine variable, stromabhängige Spannung abfällt, brennt der freie Lichtbogen mit einer nahezu konstanten Spannung. Für den räumlich eingeschlossenen Bogen kann in erster Näherung ebenfalls mit einer stromunabhängigen Spannung gerechnet werden.

Die Abb. 6.5 zeigt das Ersatzschaltbild für den TESPE-Kreis mit einem Lichtbogen über einer Spule (vgl. Abb. 3.5). Die Vorgänge werden wiederum durch ein Differentialgleichungssystem beschrieben. Im Vergleich zum Kurzschluß in Kap. 6.2 wird der Strom

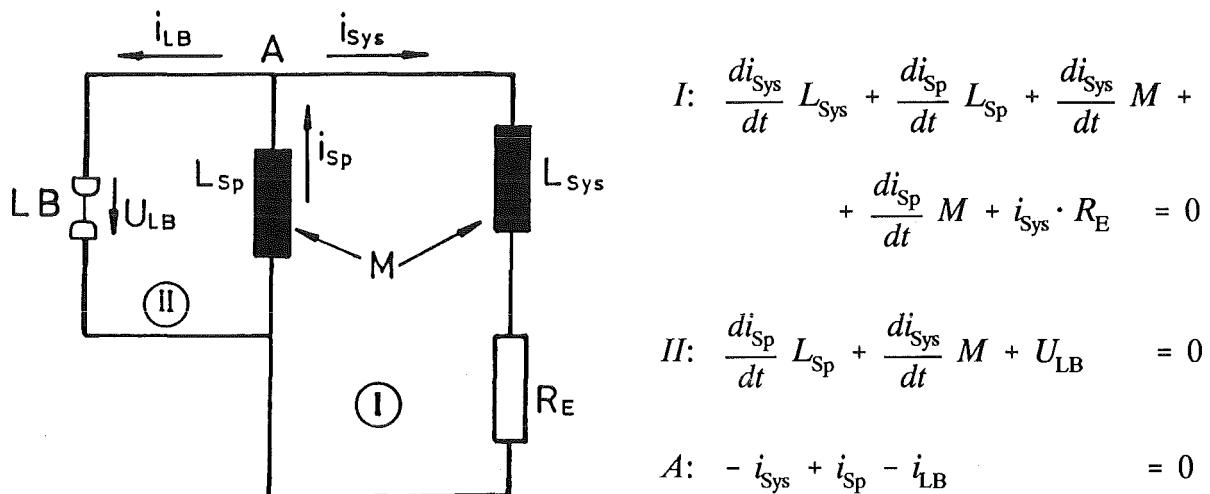


Abb. 6.5: Ersatzschaltbild des TESPE-Kreises mit einem Lichtbogen über einer Spule.

(6.4.1)

i_{KS} durch den Lichtbogenstrom i_{LB} ersetzt. Zusätzlich tritt die Lichtbogenspannung U_{LB} als stromunabhängige Größe auf.

Als Lösungen des Gleichungssystems erhält man für den Systemstrom $i_{Sys}(t)$, den Spulenstrom $i_{Sp}(t)$ und den Lichtbogenstrom $i_{LB}(t)$ folgende Beziehungen:

$$i_{Sys}(t) = I_{Sys,0} \cdot e^{-\frac{t}{T_{eff}}} + \frac{U_{LB}}{R_E} (1 + k_{Sp}) (1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}}) \quad (6.4.2)$$

$$\begin{aligned} i_{Sp}(t) &= I_{Sp,0} + I_{Sys,0} \cdot k_{Sp} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}}) \\ &\quad - \frac{U_{LB}}{R_E} \cdot k_{Sp} \cdot (1 + k_{Sp}) (1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}}) - \frac{U_{LB}}{L_{Sp}} \cdot t \end{aligned} \quad (6.4.3)$$

$$\begin{aligned} i_{LB}(t) &= I_{Sp,0} + I_{Sys,0} \cdot k_{Sp} - I_{Sys,0} \cdot (1 + k_{Sp}) \cdot e^{-\frac{t}{T_{eff}}} \\ &\quad - \frac{U_{LB}}{R_E} \cdot (1 + k_{Sp})^2 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}}) - \frac{U_{LB}}{L_{Sp}} \cdot t \end{aligned} \quad (6.4.4)$$

mit k_{Sp} als Kopplungskoeffizient der Spule zum Hauptsystem und $T_{eff} = \frac{L_{Sys} - k_{Sp} \cdot M}{R_E}$ als effektive Zeitkonstante des gestörten Systems, wie sie bereits aus den Betrachtungen zum Kurzschluß bekannt ist.

Der jeweils erste Summand (in den Gleichungen für i_{Sp} und i_{LB} ist es eine Summe) der Lösungsgleichungen (6.4.2) bis (6.4.4) ist bereits aus den Betrachtungen zum Kurzschluß bekannt, wobei hier zusätzlich zwischen den Anfangsströmen im Hauptsystem $I_{Sys,0}$ und in der Spule $I_{Sp,0}$ unterschieden wurden. Der zweite Summand beschreibt den Summenstrom aus dem induktiv rückgekoppelten und dem galvanisch umverteilten Stromanteil. Er hängt von der Lichtbogenspannung und vom Entladewiderstand ab. Der dritte Term in den Gleichungen für $i_{Sp}(t)$ und $i_{LB}(t)$ beschreibt die Stromabnahme aufgrund des Energieverbrauchs im Lichtbogen. Die zeitlich konstante Änderung ist durch das Verhältnis der Brennspannung U_{LB} zur Induktivität des Lichtbogenkreises bestimmt.

Die Vorgänge im induktiven System mit einem Lichtbogen über einer Teilinduktivität können anhand der gewonnenen Lösungen graphisch dargestellt und diskutiert werden.

Eine modellhafte galvanische Entkopplung der beiden Teilkreise ermöglicht zusätzlich eine Trennung des induktiven und des galvanischen Anteils am gesamten rückgekoppelten Strom (zweiter Summand der Gleichungen) und vereinfacht seine Darstellung, wie im folgenden gezeigt wird.

6.4.1 Diskussion der einzelnen Vorgänge

Dem Aufbau der Gleichungen (6.4.2) bis (6.4.4) entsprechend können die im System stattfindenden Vorgänge in folgenden drei Schritten betrachtet werden:

- 1: ohne Lichtbogen, d.h. idealer Kurzschluß (ohne Energieverbrauch)
- 2: mit Lichtbogen, jedoch nur galvanische Stromumverteilung
- 3: mit Lichtbogen, jedoch nur induktive Energie-Rückkopplung

Zu 1:

Mit dem Start der Schnellentladung nimmt der Strom des Hauptkreises i_{Sys} entsprechend der Zeitkonstanten T_{eff} ab. Der Strom i_{Sys} soll in der Zeit Δt um $\Delta_1 i_{\text{Sys}}$ abnehmen. Die kurzgeschlossene Induktivität L_{Sp} ist bestrebt, den mit ihrem Spulenstrom i_{Sp} verketteten magnetischen Fluß zu erhalten. Der fehlende Flußanteil wird nun in der Spule selbst erzeugt. Dazu muß der Strom i_{Sp} entsprechend dem Kopplungskoeffizienten um $\Delta_1 i_{\text{Sp}} = -k_{\text{Sp}} \cdot \Delta_1 i_{\text{Sys}}$ anwachsen. ($\Delta_1 i_{\text{Sys}}$ ist negativ, $\Delta_1 i_{\text{Sp}}$ ist positiv). Im Lichtbogenkreis, in dem am Anfang kein Strom fließt, fließt nun der Differenzstrom $\Delta_1 i_{\text{LB}}$. Man kann i_{LB} auch als Summe des nicht mehr über den Hauptstromkreis fließenden Anteils des Spulenstroms und des zusätzlich in der Spule erzeugten Ausgleichsstroms sehen: $\Delta_1 i_{\text{LB}} = (1 + k_{\text{Sp}}) \cdot \Delta_1 i_{\text{Sys}}$.

Zu 2:

Am Knoten A (vgl. Abb. 6.5) teilt sich der Strom entsprechend dem Widerstandsverhältnis der beiden Kreise: $i_{\text{LB}}/i_{\text{Sys}} = R_E/R_{\text{LB}}$, denn der Lichtbogen besitzt einen Widerstand der Größe R_{LB} . In Kreis I wird der Strom $\Delta_2 i_{\text{Sys}} = \Delta_1 i_{\text{LB}} \cdot (R_{\text{LB}}/R_E) = (U_{\text{LB}}/R_E)$ aus dem Lichtbogenkreis (Kreis II) transformiert. Die im Hauptsystem (Kreis I) tatsächlich stattfindende Stromänderung ist um diesen Anteil geringer. Die Kopplung bewirkt wiederum für die Spule, daß hier weniger Strom induziert werden muß, um den ursprünglichen magnetischen Fluß zu halten: $\Delta_2 i_{\text{Sp}} = -\Delta_2 i_{\text{Sys}} \cdot k_{\text{Sp}} = -(U_{\text{LB}}/R_E) \cdot k_{\text{Sp}}$.

Zu 3:

In der Spule (Kreis II) nimmt der Strom aufgrund des Energieumsatzes im Lichtbogen ab. Die Stromänderung ist durch das Verhältnis der Bogenspannung zur Induktivität der Spule vorgegeben: $\Delta i_{\text{LB}} = -U_{\text{LB}}/L_{\text{Sp}}$. Mit dieser Stromabnahme ist eine Änderung des magnetischen Flusses der Spule verbunden, wodurch der aus der Spule in das Hauptsystem eingekoppelte Fluß abnimmt. In der Induktivität L_{Sys} wird darauf hin die Spannung $M \cdot (U_{\text{LB}}/L_{\text{Sp}})$ induziert, die im Kreis II mit dem Widerstand R_E den Strom $\Delta_3 i_{\text{Sys}} =$

$M \cdot (U_{LB}/L_{Sp})/R_E$ treibt. Die in Kreis I tatsächlich stattfindende Stromänderung verringert sich damit zusätzlich um diesen Anteil. Wegen der Rückkopplung verringert sich für die Spule der zu induzierende Strom, um den ursprünglichen Fluß zu halten, um den Anteil $\Delta_3 i_{Sp} = -k_{Sp} \cdot M \cdot (U_{LB}/L_{Sp})/R_E$.

Die Anteile $\Delta_2 i_{LB}$ und $\Delta_3 i_{LB}$ für den Lichtbogenstrom ergeben sich als Differenzen der entsprechenden Stromänderungen für i_{Sp} und i_{Sys} .

Der Verlauf der Ströme kann nun wie in Abb. 6.6 bis 6.8 graphisch dargestellt und wie folgt beschrieben werden:

- Der Strom im Hauptsystem $i_{Sys}(t)$:

$$i_{Sys}(t) = I_{Sys,0} \cdot e^{-\frac{t}{T_{eff}}} + \frac{U_{LB}}{R_E} \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}} \right) + \frac{U_{LB}}{L_{Sp}} \cdot \frac{M}{R_E} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}} \right) \quad (6.4.2a)$$

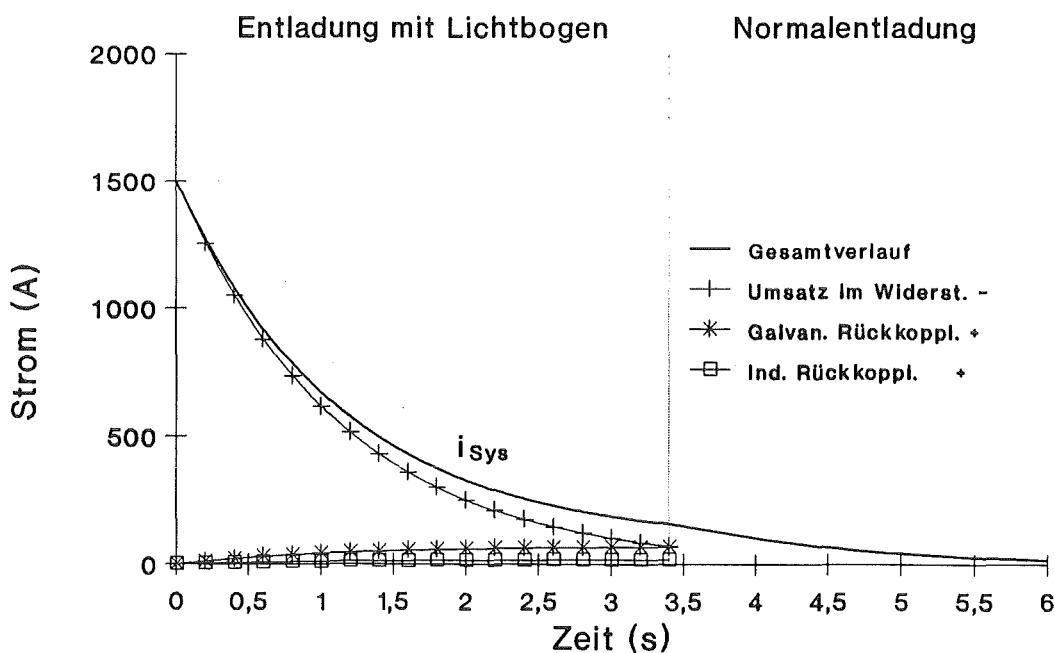


Abb. 6.6: Der Strom $i_{Sys}(t)$ und seine Bildungsanteile.

- Der Spulenstrom $i_{Sp}(t)$:

$$\begin{aligned}
 i_{Sp}(t) = & I_{Sp,0} + I_{Sys,0} \cdot k_{Sp} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}} \right) - \\
 & - \frac{U_{LB}}{R_E} \cdot k_{Sp} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}} \right) - \\
 & - \frac{U_{LB}}{L_{Sp}} \cdot \frac{M}{R_E} \cdot k_{Sp} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}} \right) - \\
 & - \frac{U_{LB}}{L_{Sp}} \cdot t
 \end{aligned} \tag{6.4.3a}$$

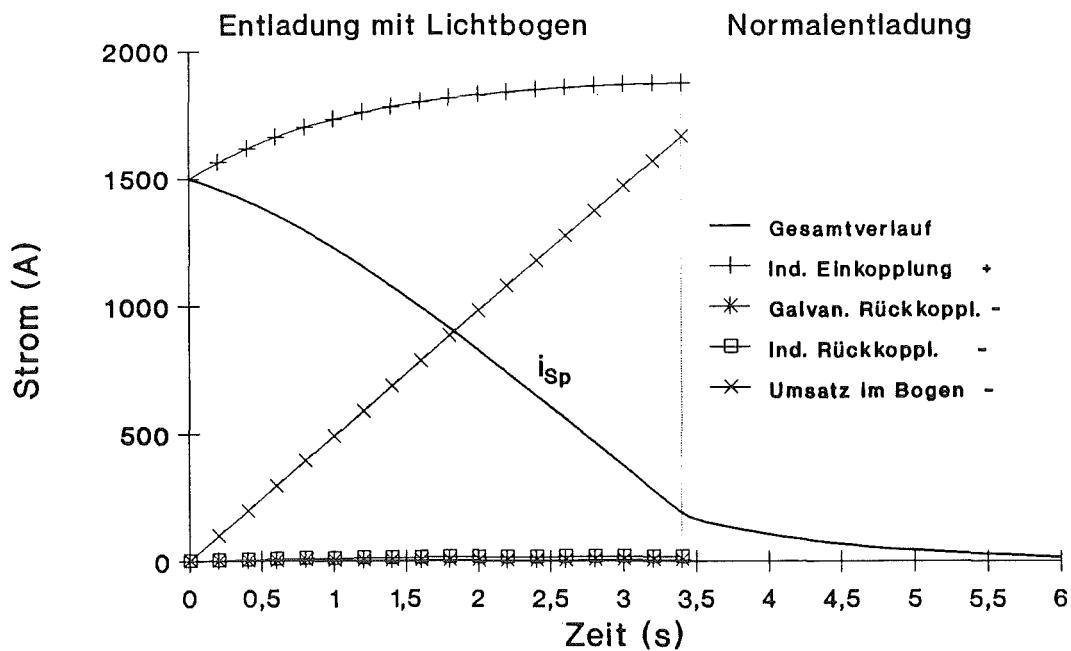


Abb. 6.7: Der Spulenstrom $i_{Sp}(t)$ und seine Bildungsanteile.

- Der Lichtbogenstrom $i_{LB}(t)$:

$$\begin{aligned}
 i_{LB}(t) = & I_{Sp,0} + I_{Sys,0} \cdot k_{Sp} - I_{Sys,0} \cdot (1 + k_{Sp}) \cdot e^{-\frac{t}{T_{eff}}} - \\
 & - \frac{U_{LB}}{R_E} \cdot (1 + k_{Sp}) \cdot (1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}}) - \\
 & - \frac{U_{LB}}{L_{Sp}} \cdot \frac{M}{R_E} \cdot (1 + k) \cdot (1 - e^{-\frac{t}{T_{eff}}}) - \\
 & - \frac{U_{LB}}{L_{Sp}} \cdot t
 \end{aligned} \tag{6.4.4a}$$

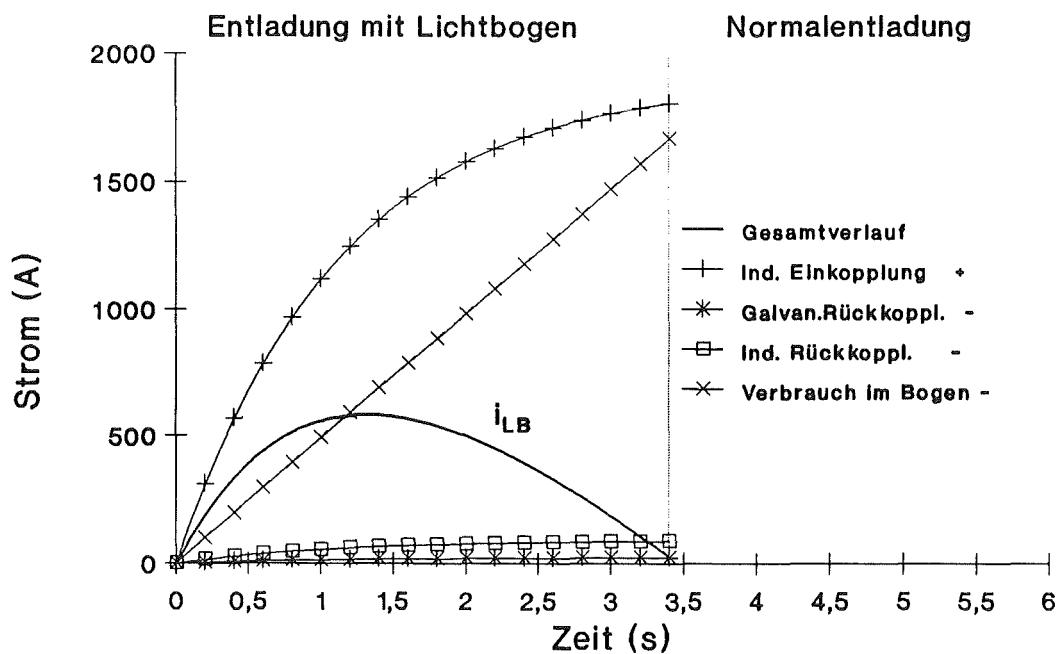


Abb. 6.8: Der Lichtbogenstrom $i_{LB}(t)$ und seine Bildungsanteile.

6.4.2 Vergleich der theoretischen Verläufe mit einer Meßkurve an TESPE

In Abb. 6.9 ist der zeitliche Verlauf der Ströme i_{Sys} und i_{LB} und der Lichtbogenspannung U_{LB} während einer TESPE-Entladung aus 1500 A mit einem Lichtbogen über einer Spule dargestellt. Zum Vergleich sind gerechnete Stromverläufe für i_{Sys} , i_{LB} und i_{Sp} eingetragen (punktierter Linie). Für die Rechnung ist die Lichtbogenspannung als konstant mit 21,5 V angenommen worden. Die berechneten Verläufe stimmen gut mit den Messungen überein. Geringe Abweichungen ergeben sich wegen der Verzögerung der Bogenzündung um etwa 0,1 s und der etwas höheren Spannung zu Beginn des Vorgangs.

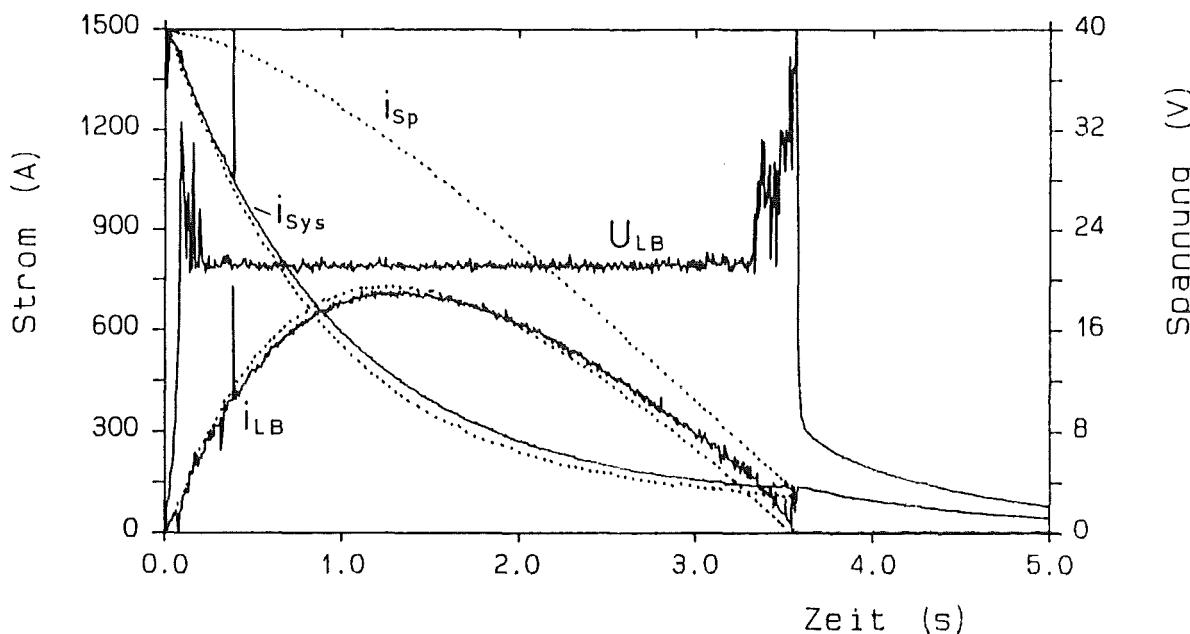


Abb. 6.9: Vergleich von gemessenen und gerechneten (punktierte Linie) Verläufen von i_{Sys} und i_{LB} für eine TESPE-Entladung mit einem Lichtbogen über einer Spule.

Zusammenfassend zum Verhalten des Systems mit einem Lichtbogen über einer Spule ist folgendes festzuhalten: Der Verlauf der Ströme $i_{\text{Sys}}(t)$, $i_{\text{Sp}}(t)$ und $i_{\text{LB}}(t)$ ergibt sich als Überlagerung von drei bzw. vier Vorgängen, die gleichzeitig im System stattfinden. Zu einem ist es die bereits aus den Betrachtungen zum Kurzschluß bekannte exponentielle Stromabnahme im 5-Spulen-Hauptsystem aufgrund des Energieumsatzes im Entladewiderstand R_E mit der Zeitkonstanten T_{eff} . Zum anderen ist es die galvanische Stromteilung des angeworfenen Ausgleichsstroms zwischen dem Lichtbogenkreis und dem Hauptsystem, der durch das Verhältnis U_{LB}/R_E bestimmt wird. Und zuletzt ist es die Stromzunahme in der Spule infolge der induktiven Stromeinkopplung und die Rückkopplung in die Hauptinduktivität L_{Sys} , die durch den Energieverbrauch im Lichtbogen verursacht wird. Für den Verlauf der Ströme i_{Sp} und i_{LB} ist zusätzlich die Stromabnahme im Lichtbogen selbst maßgebend.

6.5 Systemverhalten mit Lichtbogen über dem Gesamtsystem

Ein Lichtbogen an den Hauptstromzuführungen von TESPE verursacht ebenfalls die Bildung eines zweiten Teilkreises im elektrischen Kreis des Systems. Anders jedoch als beim Bogen über einer Spule, entstehen hier ein induktiver und ein rein ohmscher Kreis. Der induktive Kreis enthält die gesamte Systeminduktivität, der ohmsche Kreis besteht lediglich aus dem Lichtbogen und dem Entladewiderstand. Induktive Kopplung von Energien zwischen den Kreisen findet nicht statt. Der Systemstrom i_{sys} teilt sich galvanisch in den Lichtbogenstrom i_{LB} und den Entladewiderstandsstrom i_R auf, wie es aus Abb. 6.10 hervorgeht. Das Systemverhalten wird durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

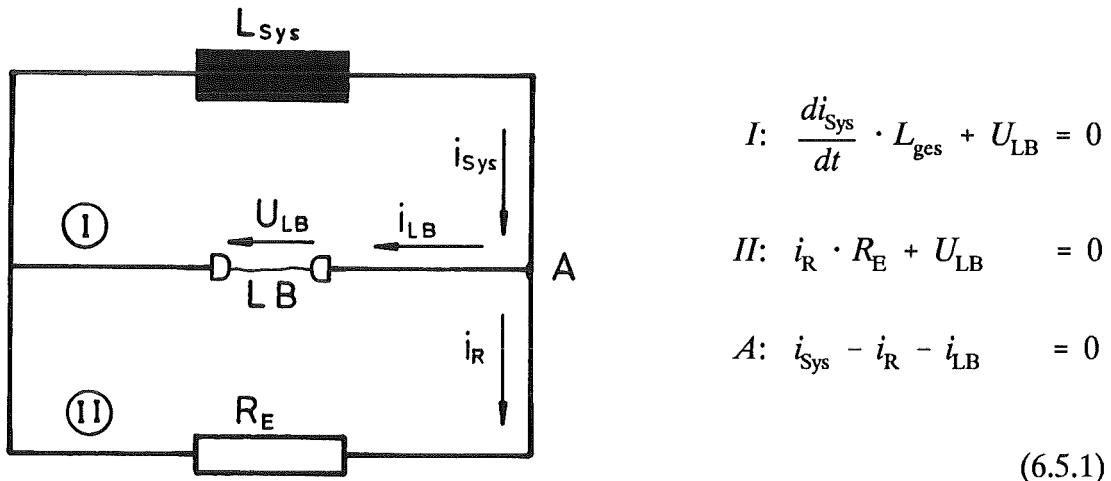


Abb. 6.10: Ersatzschaltbild für TESPE mit einem Lichtbogen über dem Gesamtsystem.

Die Lösung des oberen Differentialgleichungssystems enthält den Quotienten aus Bogenspannung U_{LB} (– U_{LB} wird zunächst als strom- und zeitunabhängig betrachtet –) und der gesamten Systeminduktivität L_{ges} als charakteristische Größe, die das Zeitverhalten des Magnetsystems bestimmt. Die Stromverteilung wird durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$i_{\text{sys}}(t) = I_0 - \frac{U_{\text{LB}}}{L_{\text{ges}}} \cdot t \quad (6.5.2)$$

$$i_{\text{LB}}(t) = I_0 - \frac{U_{\text{LB}}}{R_E} - \frac{U_{\text{LB}}}{L_{\text{ges}}} \cdot t \quad (6.5.3)$$

$$I_R = \frac{U_{\text{LB}}}{R_E} \quad (6.5.4)$$

Der Vergleich des Lichtbogenstroms $i_{LB}(t)$ und des Systemstroms $i_{Sys}(t)$ zeigt, daß beide Ströme gleiches Zeitverhalten aufweisen. Sie verlaufen parallel und sind lediglich um den Betrag I_R verschoben. Ihre zeitliche Änderung ist durch das Verhältnis der Lichtbogenspannung U_{LB} zur Systeminduktivität vorgegeben. Der Entladestrom I_R hängt bei einem festen Widerstand nur von der Lichtbogenspannung ab.

In Abb. 6.11 ist die Stromverteilung während einer TESPE-Entladung aus 1000 A mit einem Lichtbogen über dem Gesamtsystem dargestellt. Der parallel zum Entladewiderstand brennende Bogen bestimmt mit seiner Brennspannung die Stromaufteilung zwischen den Teilkreisen und begrenzt den Strom im Entladewiderstand. Unmittelbar nach Durchschmelzen des Ø0,8-mm-Zünddrahtes und der Zündung des Bogens teilt sich der Systemstrom entsprechend dem Widerstandsverhältnis in i_{LB} und i_R . Der Bogenstrom sinkt vom Anfangsentladestrom von 1000 A auf etwa 660 A ab; durch den Entladewiderstand, der in diesem Falle 294 mΩ beträgt, fließt ein Strom von maximal 340 A. Die Brennspannung nimmt wegen einer ständigen Verlängerung des Bogens kontinuierlich zu. Der Spannungsanstieg spiegelt sich im Verlauf des Widerstandsstroms i_R wider. Der Strom i_R nimmt auf einen Wert von rund 700 A zu, bevor der Bogen abreißt und erlischt. Eine Neuzündung findet nicht statt, und es setzt eine Normalentladung ein.

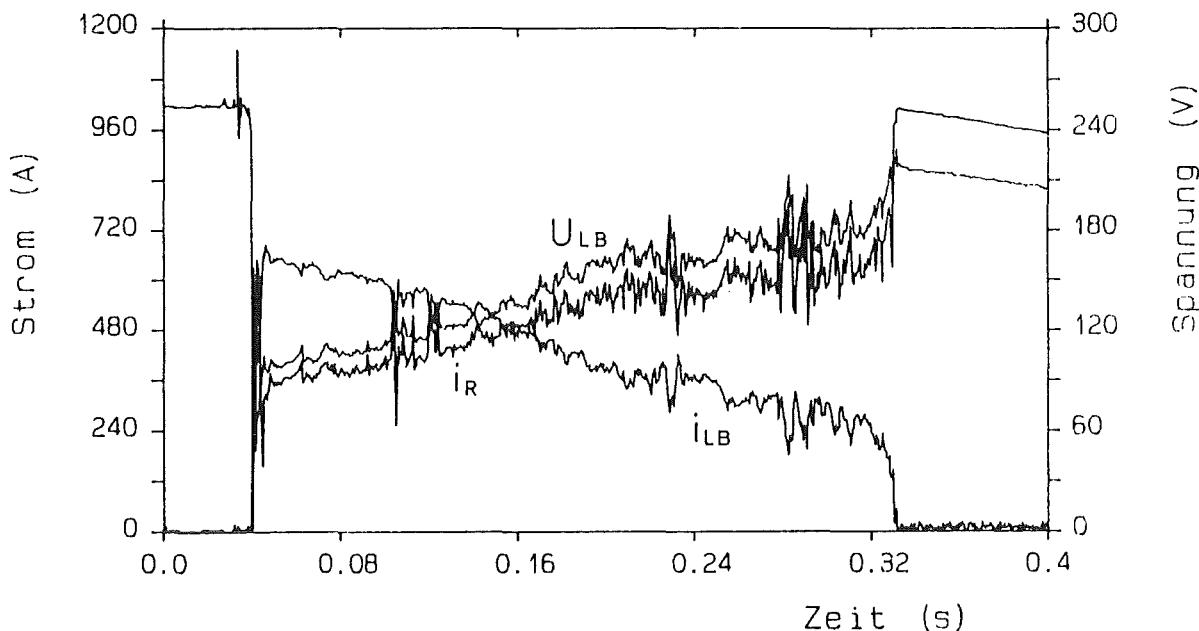


Abb. 6.11: Verlauf der Ströme $i_{LB}(t)$ und $i_R(t)$ sowie der Lichtbogenspannung U_{LB} für einen über dem TESPE-Gesamtsystem brennenden Lichtbogen.

Zusammenfassend zum Systemverhalten mit einem Lichtbogen an den Hauptstromzuführungen parallel zum Entladewiderstand folgt, daß das gesamte Systemverhalten nicht mehr von der durch den Entladewiderstand vorgegebenen Entladezzeitkonstanten bestimmt wird, sondern nur von der Brennspannung des Bogens. Die Lichtbogenspannung

ist gleichzeitig die System-Entladespannung. Sie bestimmt den Energieumsatz im Widerstand und die Stromänderung in den Spulen und folglich den gesamten Entladevorgang im System. Die Systementladung geht in eine Normalentladung über, wenn der Lichtbogen z.B. infolge magnetischen Blasens (— Ausdehnen und Abreißen des Bogens unter dem Einfluß der Lorentzkraft —) gelöscht wird. Die Kontrolle über das Magnetsystem kann verloren werden, wenn der Bogen durch geschmolzenes Material niederohmig kurzgeschlossen wird oder die Stromzuführungen vollständig durchschmelzen.

6.6 Systemverhalten mit einem Lichtbogen im Strompfad

Bei der Betrachtung des Systemverhaltens mit einem Lichtbogen im Strompfad — innerhalb oder außerhalb der Spulen infolge z. B. von Leiterbrüchen nach vorangegangener thermischer Schwächung des Leiters — müssen zwei Fälle unterschieden werden, und zwar 1. ohne Schnellabschaltung und 2. mit Abschaltung des Systems. Der erste entspricht dem in Kap. 6.5 besprochenen Fall für $R_E \rightarrow \infty$: Der Lichtbogen brennt über dem Gesamtsystem ohne parallel liegenden Entladewiderstand. Das System entlädt sich mit der Lichtbogenspannung. Die Stromänderung ist gleich dem Quotienten aus Bogenspannung und Systeminduktivität. Der zeitliche Verlauf des Systemstroms wird durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$i_{\text{Sys}}(t) = I_0 - \frac{U_{\text{LB}}}{L_{\text{ges}}} \cdot t \quad (6.6.1)$$

Einige Beispiele für den Verlauf des Systemstroms für diesen Fall sind bereits in den Abb. 5.1, Abb. 5.3 und Abb. 5.6 dargestellt. Eine Änderung des Magnetflusses ist für die Zündung des Lichtbogens nicht erforderlich. Die Zündung wird eingeleitet, in dem der Systemstrom in den Lichtbogenkreis gezwungen wird, der eine Schwachstelle im Blick auf den Stromfluß enthält. Um den Stromfluß in dem induktiven System zu erhalten, zündet ein Lichtbogen, wenn der Strompfad an einer Stelle unterbrochen wird. In den TESPE-Experimenten ist es der Zünddraht, der infolge des hohen Stroms durchschmilzt. Der Lichtbogenstrom ist gleichzeitig Systemstrom; die Lichtbogenspannung bestimmt den Stromverlauf.

Im zweiten Falle, wenn der Lichtbogen detektiert und die Schnellentladung ausgelöst wird, liegen Entladewiderstand und Lichtbogen in Reihe. Am Widerstand fällt bis in Bereiche niedriger Ströme nahezu die gesamte Entladespannung ab, denn die typische Bogenspannung ist wesentlich geringer als die Entladespannung während einer Schnellabschaltung (vgl. Kap. 2 und Kap. 5). Die Spannungsverteilung im System wird durch die Differentialgleichung (6.6.2) beschrieben. Sie ist für das in Abb. 6.12 dargestellte Ersatzschaltbild aufgestellt.

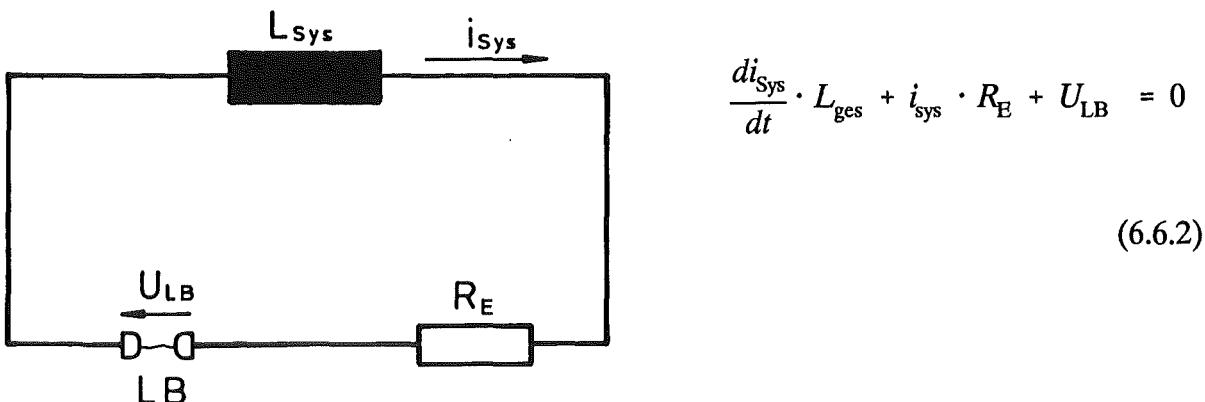


Abb. 6.12: Ersatzschaltbild des TESPE-Kreises mit einem Lichtbogen im Strompfad.

Der Stromverlauf unterscheidet sich von dem bei einer Normalentladung im wesentlichen nur im Bereich geringer Ströme, da hier die ohmsche Entladespannung unter die Bogenspannung abnimmt. Die Entladezeit wird entsprechend der Bogenspannung verkürzt, denn die Entladung wird durch den Energieumsatz im Bogen beschleunigt, wie es die Lösung der oberen Differentialgleichung verdeutlicht:

$$i_{\text{sys}}(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{T}} - \frac{U_{\text{LB}}}{R_E} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{T}}) \quad (6.6.3)$$

Der erste Summand der Gleichung (6.6.3) gibt den Stromverlauf bei der Normalentladung wider. Zusätzlich wird der stromabhängigen Entladespannung die Lichtbogenspannung U_{LB} überlagert, wodurch die Entladung beschleunigt wird. Das wird durch den zweiten Summanden beschrieben.

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß der Zündung eines Lichtbogens im Strompfad des Magnetsystems keine Änderung des Systemstroms vorausgehen muß. Bei einer Unterbrechung des Stromflusses bewirkt die Hauptinduktivität durch Induktion hoher Spannungen mit der Zündung eines Lichtbogens den weiteren Stromfluß. Wenn die Störung detektiert und das System entladen wird, dann wird der überwiegende Teil der gespeicherten Energie im Entladewiderstand umgesetzt. Für hohe Lichtbogenspannungen können dennoch beträchtliche Energiemengen im Bogen frei werden.

6.7 Zusammenfassung von Kap. 6

Die Stromverläufe in einem Magnetsystem für den Fall eines Kurzschlusses oder eines Lichtbogens wurden für TESPE theoretisch berechnet und mit Messungen verglichen. Das Ergebnis der Diskussion lässt sich wie folgt zusammenfassen:

Ein Kurzschluß beeinflusst die Stromverteilung nur, wenn gleichzeitig eine Änderung des magnetischen Flusses stattfindet. Der Fluß der kurzgeschlossenen Induktivität kann dabei im Grenzfall, d.h. für sehr kleine Kurzschlußwiderstände, konstant bleiben. Dabei kann ihr Strom maximal um den Faktor $(1 + k)$ ansteigen, um der Flußänderung entgegenzuwirken. Anstelle der Gesamtinduktivität tritt die effektive Induktivität, die das Systemverhalten bestimmt. Die Stromverteilung wird stark asymmetrisch, was zu hohen Schieflasten an den Spulen führen kann. Höchste Stromdifferenzen und folglich maximale Lateralkräfte treten beim Laden des Systems auf, wenn eine Spule kurzgeschlossen ist. Die möglichen mechanischen Belastungen müssen von den Spulenzwischenstrukturen aufgenommen werden können. Dieser Belastungsfall sollte wegen des möglichen Kolapses des gesamten Torus einen Auslegungsstörfall darstellen.

Für den Fall eines Lichtbogens über einer Spule ergibt sich der Verlauf der Ströme als Überlagerung von mehreren Vorgängen, die gleichzeitig im System stattfinden. Der exponentiellen Stromabnahme im Hauptkreis mit der Zeitkonstanten T_{eff} wird galvanische Stromumverteilung und induktive Rückkopplung überlagert. Für den Verlauf des Spulen- und Lichtbogenstroms ist zusätzlich die Stromabnahme im Lichtbogen selbst maßgebend.

Die Systementladung wird nicht durch den Entladewiderstand bestimmt, wenn ein Lichtbogen parallel zu ihm brennt. Die Lichtbogenspannung ist in diesem Falle die System-Entladespannung. Sie bestimmt die Stromänderung in den Spulen und folglich die Entladzeit des Systems. Die Systementladung geht in eine Normalentladung über, wenn der Lichtbogen gelöscht wird.

Der Zündung eines Lichtbogens im Strompfad des Magnetsystems muß keine Änderung des Systemstroms vorausgehen. Bei einer Unterbrechung des Stromflusses bewirkt die Hauptinduktivität durch Induktion hoher Spannungen den weiteren Stromfluß. Eine Schnellentladung kann die im Lichtbogen freiwerdende Energie stark reduzieren. Bei hohen Lichtbogenspannungen können dennoch beträchtliche Energiemengen im Bogen unkontrolliert frei werden.

7.0 System- und Lichtbogenverhalten bei aktiven Maßnahmen zur Reduzierung der Lichtbogenenergie durch Eingriffe in den Entladungsablauf

Ziel der Sicherheitsuntersuchungen an großen supraleitenden Magneten ist es unter anderem, geeignete Maßnahmen zu finden, um die Energie des Lichtbogens und folglich den Schaden am System zu begrenzen. Im folgenden werden drei Maßnahmen näher betrachtet, die nach Detektion eines Bogens von außen ergriffen werden können:

1. der Lichtbogen wird mittels eines Widerstands überbrückt bzw. kurzgeschlossen,
2. die Entladung wird unterbrochen und
3. die Entladespannung wird unter die Lichtbogenbrennspannung reduziert.

Die erst genannte Maßnahme ist bezüglich der Bogenlöschung wirkungsvoll, wenn erreicht werden kann, daß der gesamte Lichtbogenstrom beim Überbrücken des Bogens in den Widerstandskreis kommutiert. Die beiden letzten Punkte stellen äußere Eingriffe in den Ablauf der Entladung dar. Sie resultieren aus der Überlegung, daß hohe Spannungen, die beim Entladen des Magnetsystems zwangsläufig auftreten, häufig Ursache für die Zündung des Lichtbogens sind. Mit Entladungsstopp (Punkt 2) sollte ein bereits brennende Bogen gelöscht werden, indem ihm die treibende Spannungsdifferenz genommen wird. Nach Punkt 3 sollte bereits die Zündung des Lichtbogens verhindert werden. Diese Maßnahmen werden oft bei Diskussion von Sicherheitsfragen in der Fachliteratur genannt [54,55].

7.1 System- und Lichtbogenverhalten beim Überbrücken des Bogens mit einem Parallelwiderstand

Ein elektrischer Lichtbogen kann gelöscht werden, wenn ihm ein niederohmiger Widerstand parallel geschaltet wird. Bei Lichtbögen im Inneren des Magnetkryostaten kann es sich nur um solche handeln, die über Teilinduktivitäten brennen und deren Zuführungen während des Betriebs zugänglich sind. Zum Beispiel sind es Lichtbögen über den Stromzuführungen einer Spule.

Wird ein Widerstand R_p einem elektrischen Lichtbogen parallel geschaltet, so ruft diese Aktion unterschiedliche Änderungen im Verhalten und in der Charakteristik des Bogens hervor, die außer von der Größe des Widerstandes von den momentanen Bogenparametern abhängen. Für kleine Widerstände ($R_p \rightarrow 0$) wird der Lichtbogen quasi kurzgeschlossen, mit der Folge, daß der gesamte Strom über den Widerstand fließt: Der Bogen erlischt. Für große R_p teilt sich der Strom auf den Lichtbogen und den Widerstand auf. Die Wirkung eines parallelen Widerstands von der Größe 100 mΩ ist an Lichtbögen mit Strömen von 750 A bis 4800 A an TESPE experimentell untersucht worden.

Ein 750-A-Bogen, der mit der Brennspannung von 140 V über dem Gesamtsystem brennt, erlischt beim Zuschalten des 100-m Ω -Widerstandes sofort. Denn der hohen Spannung entsprechend, die im Augenblick des Schalterschließens am Widerstand anliegt, könnten 1400 A im Widerstand fließen. Der gesamte Strom kommutiert folglich aus dem Bogenkreis in den Widerstandskreis, und der Lichtbogen erlischt. Ist der Bogenstrom jedoch größer als U_{LB}/R_p , dann brennt der Bogen weiter. Die Stromaufteilung erfolgt entsprechend dem Widerstandsverhältnis des Lichtbogens und der Brücke. Bei einer positiver I-U-Charakteristik bewirkt die Abnahme des Bogenstroms eine Reduzierung der Brennspannung. Dies wiederum reduziert den Strom im Widerstand und erhöht rückwirkend den Bogenstrom, bis sich ein neuer Betriebspunkt auf der I-U-Kurve einstellt, wie es in Abb. 7.1 für einen Bogen mit einem momentanen Strom von 4800 A dargestellt ist. (Die Abb. 7.1 gibt den vollständigen Verlauf der bereits in Abb. 5.3 dargestellten Kurven.)

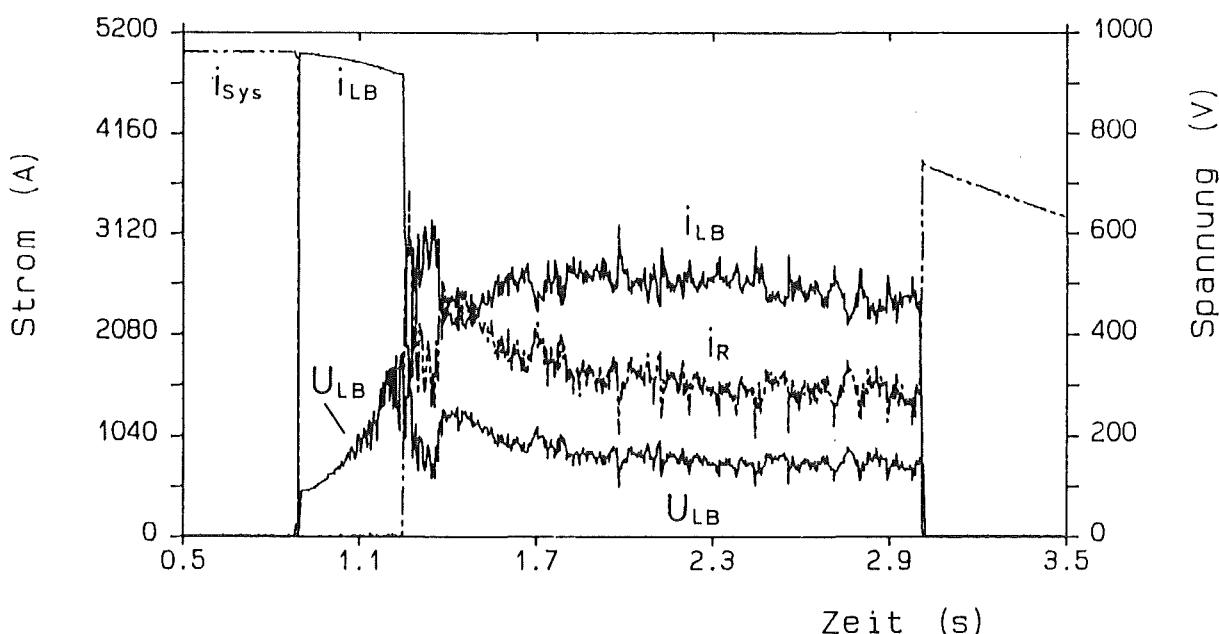


Abb. 7.1: Verlauf der Bogenspannung U_{LB} und der Ströme i_{LB} und i_R nach Überbrücken des Lichtbogens mit einem Parallelwiderstand $R_p = 100 \text{ m}\Omega$.

Für den Fall, daß im Widerstand etwa der Strom von der Höhe i_{LB} fließen kann, ist das weitere System- und Bogenverhalten nicht vorher bestimmbar. An einem 2800-A-Bogen ist nach Zuschalten des 100-m Ω -Widerstandes mehrmaliges Löschen und Neuzünden beobachtet worden. Bei einer Brennspannung von rund 350 V fließt zunächst der gesamte Strom über den Widerstand, und der Lichtbogen erlischt. Die Spannung, die weiterhin an den Elektroden anliegt, nimmt zwar auf etwa 280 V ab — dieser Wert ergibt sich aus dem momentanen Systemstrom und dem vorliegenden Entladewiderstand, wobei der letztere in diesem Falle der Widerstand R_p ist, — sie reicht jedoch aus, um einen Bogen, wahrscheinlich einen etwas kürzeren, neu zu zünden. Die steigende Bogenspannung bewirkt erneut das Umverteilen des Stroms und das Löschen des Licht-

bogens. Dieser Vorgang ist mehrfach beobachtet worden.

Zusammenfassend wird festgehalten, daß die Möglichkeit, die Lichtbogenenergie und den Schaden am Magnetsystem durch Überbrücken des Bogens mit einem Parallelwiderstand zu begrenzen, für praktische Zwecke als ungeeignet erscheint. Denn diese Maßnahme erfordert genaue Kenntnis des Lichtbogenortes — welche Teile müssen überbrückt werden — und die Kenntnis der Bogenparametern — wie groß darf der Widerstand sein. Ist der Widerstand zu groß bemessen, dann wird zwar die Energie reduziert, der Bogen brennt jedoch weiter. Ist der Widerstand dagegen zu klein gewählt, erlischt zwar der Lichtbogen, die Energie der kurzgeschlossenen Induktivität kann jedoch nicht extrahiert werden, so daß die mechanische Gefährdung des Systems erhalten bleibt und u. U. noch zusätzlich verstärkt wird.

7.2 System- und Lichtbogenverhalten beim Entladungsstopp

Ein Lichtbogen, der während einer Entladung über einer Spule brennt, bekommt seine Brennspannung von der Spule selbst geliefert. Die Energie, die im Bogen umgesetzt wird, wird induktiv aus dem System in den Bogenkreis gekoppelt. Unterbricht man die Systementladung, z. B. indem der Schalter über dem Entladewiderstand wieder geschlossen wird, dann wird keine Energie mehr in die fehlerhafte Spule und somit in den Lichtbogenkreis gekoppelt. Die Änderung des magnetischen Flusses und damit die Ursache für die induzierte Spannung wird dadurch beseitigt. Der Lichtbogen erlischt jedoch nicht, wie das untere Beispiel zeigt.

In Abb. 7.2 ist der Verlauf der Ströme und der Bogenspannung, die gleichzeitig Spannung über der Spule D3 ist, für den Fall der Entladungsunterbrechung dargestellt. Die Entladung des Systems mit einem Lichtbogen über der Spule D3 wird nach 1,62 s gestoppt, indem der Schalter S2 über dem Entladewiderstand wieder geschlossen wird. Bis zu diesem Zeitpunkt hat der Systemstrom i_{Sys} von ursprünglich 2535 A auf 1108 A abgenommen. Der Strom in der Spule i_{Sp} ist um den Lichtbogenstrom i_{LB} höher als der Systemstrom i_{Sys} und beträgt folglich noch rund 1980 A. Die Lichtbogenspannung ist nahezu konstant und liegt bei 21 V.

Das Schließen des Schalters bewirkt kein sofortiges Löschen des Lichtbogens. Der Lichtbogen brennt mit gleicher Spannung von 21 V weiter. Die bis dahin in die Spule eingekoppelte Energie wird weiterhin im Bogen umgesetzt. Die Spule liefert die erforderliche Brennspannung, solange ihr Strom höher ist als der des Hauptsystems, d.h. solange die zusätzlich eingekoppelte Energie nicht vollständig umgesetzt ist. Der Energieumsatz im Bogen bestimmt die Änderung des Spulenstroms und damit die Spulenspannung. Da keine Energie mehr in den Bogenkreis gekoppelt wird, wächst der Bogenstrom i_{LB} nicht weiter an, sondern nimmt fast linear entsprechend $U_{LB}/L_{Sp, eff}$ ab. Induktive Rück-

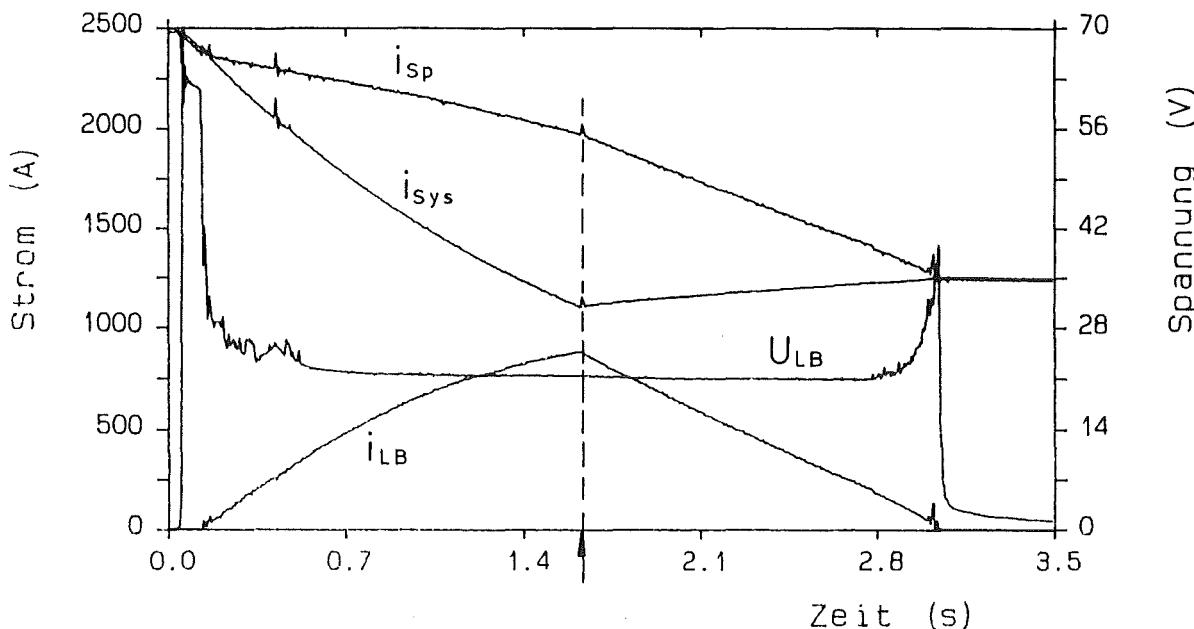


Abb. 7.2: Verlauf der Ströme i_{sys} , i_{sp} und i_{LB} sowie der Lichtbogenspannung U_{LB} bei Unterbrechung der Systementladung zum Zeitpunkt $t = 1,62$ s.

kopplung und galvanische Stromumverteilung lassen den Systemstrom auf 1250 A ansteigen. Der Spulenstrom nähert sich mit andauerndem Bogenbrennen dem Systemstrom an. Nach Erlöschen des Lichtbogens bleibt der Systemstrom konstant. Die gesamte Energie des Lichtbogens beträgt in diesem Beispiel etwa 30 kJ, wobei fast die Hälfte der Energie im Bogen nach dem Entladungsstopp umgesetzt wird.

Zusammenfassend folgt, daß durch die Unterbrechung der Systementladung die Lichtbogenenergie reduziert werden kann. Der Bogen kann dadurch jedoch nicht gelöscht werden. Er brennt mit gleicher Spannung weiter, bis die gesamte in die betroffene Induktivität eingekoppelte Energie — abgesehen von der Rückkopplung und galvanischer Stromumverteilung — vollständig im Bogen umgesetzt ist. Die I-U-Charakteristik des Lichtbogens bleibt von diesem äußeren Eingriff in die Entladung unbeeinflußt.

7.3 Einfluß der Systementladespannung auf die Zündung und das Verhalten des Bogens nach einem Kurzschluß

Die Entladung von magnetischen Systemen ist in der Regel mit hohen Spannungen verbunden. Sie sind erforderlich, um die gespeicherte Energie der Magnete in vorgegebener Zeit zu extrahieren. Die Entladezeit und somit die Entladespannung wird durch das sog. 'hot spot'-Kriterium vorgegeben, wonach eine bestimmte LeiterTemperatur während einer Schnellabschaltung nach Quench nicht überschritten werden darf. Mit

den hohen Spannungen ist jedoch die Gefahr von elektischen Überschlägen und Isolationsdurchschlägen mit anschließender Zündung eines elektrischen Lichtbogens verbunden. Diese Gefahr kann reduziert werden, wenn die Entladespannung herabgesetzt wird.

In induktiven Systemen können elektrische Lichtbögen außer nach Spannungsüberschlägen als Folge von Kurzschlüssen über Teilinduktivitäten, wie z.B. Windungen, Scheiben oder Spulen, zünden, wenn die Kurzschlußverbindung durchbrennt. Besonders die Spulenwicklung ist durch solche Lichtbögen gefährdet, da vor allem hier elektrische Kurzschlüsse nicht auszuschließen sind [7, 54]. Zu dieser Frage sind bereits Experimente ausgeführt worden [56 - 58], die klären sollten, ob eine Mindestspannung bei der Systementladung existiert, unterhalb welcher der Lichtbogen nicht zünden und folglich nicht brennen kann. Als Ergebnis wurde eine sog. Lichtbogenlöschspannung festgestellt, unterhalb welcher der Lichtbogen erlischt. Als Energiequelle wurde für diese Untersuchungen eine Kondensatorbatterie bzw. eine Konstantspannungsquelle benutzt. Der Nachteil der eingesetzten Energiequellen war, daß ihr elektrisches Verhalten völlig anders ist, als das einer induktiven Quelle. Die Frage blieb also offen, ob Lichtbögen auch in induktiven Systemen verhindert werden können, wenn die Entladespannung reduziert wird.

Als Beispiel für eine kurzgeschlossene Teilinduktivität ist bei den vorliegenden Systemuntersuchungen an TESPE eine Spule gewählt worden. Diese Wahl schränkt die ermittelten Ergebnisse jedoch nicht auf Spulen ein. Vielmehr kommt es darauf an, daß durch den Kurzschluß ein zusätzlicher induktiver Kreis entsteht, der mit dem restlichen System induktiv gekoppelt ist. Als Kurzschlußverbindung wird ein dünner, flachgewalzter Cu-Draht verwendet, dessen ursprünglicher Durchmesser je nach Stromhöhe 0,18 mm oder 0,35 mm beträgt. Der Draht befindet sich auf einem Träger von der Dicke 2 mm und schließt über die Ø50-mm-Cu-Pole die Stromzuführungen der Spule D3 kurz (vgl. Abb. 3.5). Die Lichtbogenkammer ist mit Helium-Gas bei Normaldruck gefüllt. Die Entladespannung wird erstens durch die Variation des Entladewiderstandes bei konstantem Anfangstrom und zweitens durch die Änderung des Systemstroms bei konstantem Entladewiderstand auf den gewünschten Wert eingestellt. In Tabelle 7.1 sind die eingestellten nominellen Spulenspannungen, die Systemanfangsströme und die dabei verwendeten Entladewiderstände sowie die aus den Experimenten gewonnenen System- und Spulenspannungen und die Lichtbogenbrennspannungen zusammengestellt. Die Entladespannung einer Spule wird zwischen 86 V und 10 V variiert. Die Vorgehensweise bei der Durchführung der Experimente ist die gleiche, wie in Kap. 3.4 beschrieben.

Die Ergebnisse zeigen, daß das Schmelzen des Kurzschlusses — in unserem Falle des Cu-Zünddrahts — in allen Fällen zur Zündung eines Lichtbogen führt. Die Energie, die bis zum Schmelzen des Drahts in den Kurzschlußkreis induktiv eingekoppelt ist, wird im Lichtbogen umgesetzt. Der Bogen erlischt erst dann, wenn der Strom der kurzgeschlossenen Spule dem Systemstrom gleich geworden ist.

Tabelle 7.1: Nominelle und resultierende Strom- und Spannungswerte für TESPE-Entladungen mit einem Kurzschluss

Anfangsbedingungen				Resultate				
Nominalle Spulenentlade spannung	Systemstrom	Entladewiderstand	tatsächliche mittlere Spulen spannung	mittlere Spulen spannung vor der Zündung	Systemstrom/ Spannung zum Zündpunkt (A)/(V)	Lichtbogenbrennspannung	mittlere Spulen spannung nach der Zündung	Lichtbogenbrenndauer
(V)	(A)	(mΩ)	(V)	(V)	(A)/(V)	(V)	(V)	(s)
86,2	600	862	103	80,4	470/405	21-24	75,4	1,40
44,2	600	442	53	45,4	520/230	24-28	40,4	0,92
43,1	300	862	51,6	41,4	240/207	24-28	35,8	0,42
30,2	600	302	36,2	30,0	505/152	28-34	24,9	0,31
29,1	300	582	34,9	25,2	220/128	24-30	20,0	0,28
28,7	200	862	34,5	25,3	150/129	24-28	20,0	0,17
21,5	150	862	25,8	16,7	100/86	22-24	11,6	0,15
16,0	600	160	19,2	16,0	510/82	30-32	10,2	0,14
14,3	100	862	17,2	8,8	54/46	26-28	3,7	0,07
10,1	300	202	12,1	7,5	186/38	26-27	2,2	0,2

Einen charakteristischen Zeitverlauf der gemessenen Ströme und der Spannung an der kurzgeschlossenen Spule zeigt die Abb. 7.3. Zum Zeitpunkt t_0 wird die Entladung aus 300 A durch Öffnen des Schalters über dem Entladewiderstand von 202 mΩ eingeleitet. Die Entladespannung ist durch das Produkt $i_{\text{Sys}} \cdot R_E$ gegeben. Sie entspräche einer Spulenentladespannung von 10,1 V, wenn keine Störung im System vorläge. Der Kurzschluß stört jedoch die sonst symmetrische Spannungsverteilung: Maximal 2 V liegen an der kurzgeschlossenen Spule und etwa 11 bis 13 V an den restlichen Spulen an. Während das System entladen wird und der Systemstrom i_{Sys} abnimmt, steigt der Strom im Kurzschlußdraht $i_{\text{KS,LB}}$ wegen der induktiven Kopplung an. Aus dem Hauptsystem wird Energie in die kurzgeschlossene Spule gekoppelt.

Der Strom im Kurzschluß wächst auf etwa 127 A. Höheren Strom kann der dünne Draht nicht tragen: Der Draht schmilzt. Der Widerstand der Verbindung nimmt daraufhin stark zu, wodurch der Stromfluß behindert wird. Eine Induktivität reagiert auf solch eine Stromänderung mit einer Spannungserhöhung. Die Spannung an der Spule D3 steigt so

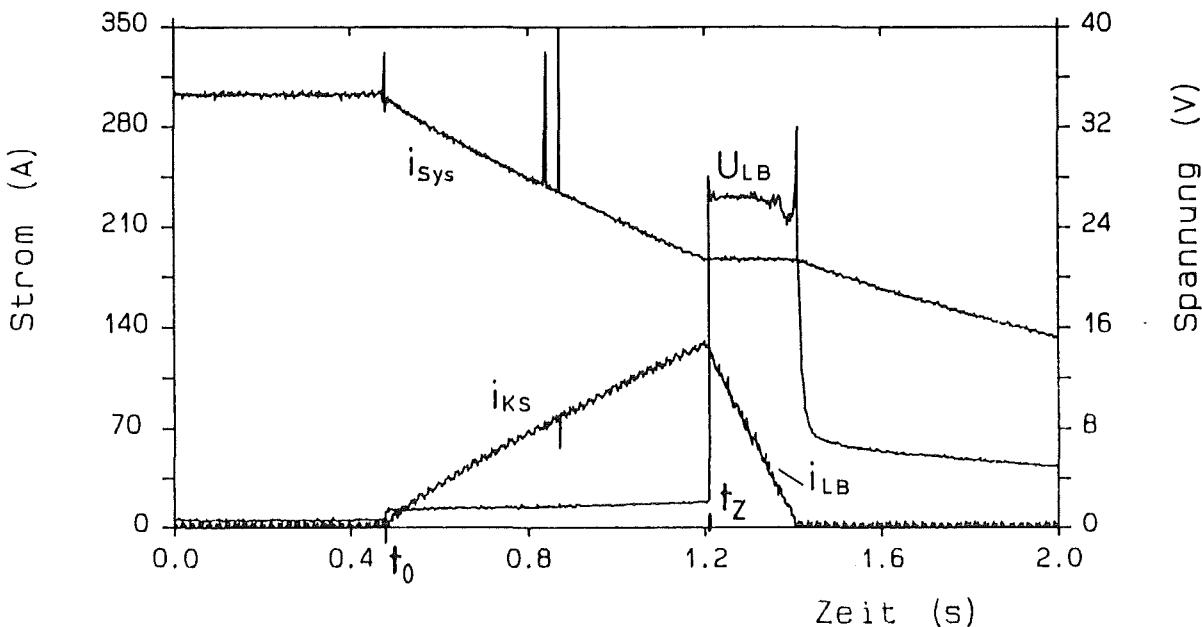


Abb. 7.3: Verlauf des Systemstroms i_{Sys} und des Kurzschluß- bzw. Lichtbogenstroms $i_{\text{KS,LB}}$ sowie der Spannung U_{Sp} über der Spule D3.

lange an, bis die entstandene Gasstrecke elektrisch durchschlagen wird, und der Stromfluß in Form eines Lichtbogens aufrechterhalten werden kann. Die Spulenspannung wächst von etwa 2 V auf den Wert der Zündspannung von 32 V und ist dann gleich der Brennspannung des Bogens. Zum Zeitpunkt der Bogenzündung t_Z hat der Systemstrom auf etwa 186 A abgenommen. Die gesamte Systementladespannung beträgt 37,6 V. Das würde im Normalfall einer Spulenspannung von 6,3 V entsprechen. Die tatsächliche Spulenspannung, außer an der kurzgeschlossenen Spule, beträgt etwa 7 bis 8 V. Unmittelbar nach der Zündung des Bogens liegt an der Spule D3 die Lichtbogenspannung $U_{\text{LB}} = 26,4$ V an, lediglich die restlichen 11,2 V verteilen sich mit 2 bis 3 V auf die anderen 5 Spulen.

Der Lichtbogenstrom nimmt infolge des Energieumsatzes mit einer gesamten zeitlichen Änderung entsprechend $U_{\text{LB}}/L_{\text{Sp,eff}}$ von rund 600 A/s ab. Außerdem wird Energie zurück in das Hauptsystem gekoppelt: Das Hauptsystems wird entsprechend langsamer entladen. Im dargestellten Beispiel bleibt der Strom i_{Sys} für die Dauer des Lichtbogens wegen der geringen Spulenentladespannung von 2 bis 3 V fast konstant. Der Lichtbogen brennt, bis die gesamte, zusätzlich in die Spule D3 eingekoppelte Energie vollständig in Wärme umgesetzt ist. Der Spulenstrom und der Systemstrom gleichen sich an. Der Lichtbogen erlischt, und die Entladung geht in eine Normalentladung über.

Die Entladespannung an den einzelnen Spulen beeinflusst den zeitlichen Verlauf der Energieeinkopplung in den Kurzschlußkreis. Sie bestimmt zusammen mit dem Kopp lungskoeffizienten der betroffenen Spule, wie schnell der maximal tragbare Strom im

Kurzschluß erreicht wird. Die eingekoppelte Energie selbst ist durch die Stromtragfähigkeit des Kurzschlusses und die Induktivität des Kurzschlußkreises vorgegeben. Falls die Spannung der Nachbarspulen höher ist als die Lichtbogenspannung, wird nach der Bogenzündung weiterhin Energie in die betroffene Spule und damit in den Lichtbogen gekoppelt: Der Lichtbogenstrom nimmt zu und der Bogen brennt länger (s. Tabelle 7.1). Ein Einfluß der Entladespannung auf die Zündung des Lichtbogens ist nicht festgestellt worden. Durch Variation des Systemstroms und des Entladewiderstands wurde die Entladespannung weit unter die Lichtbogenzünd- und -brennspannung gesenkt, wie das oberen Beispiel zeigt. Lichtbögen zünden bei allen Spulenentladespannung, wenn die Kurzschlußverbindung durchbrennt.

Die Erklärung liegt darin begründet, daß eine Induktivität im Falle einer Stromunterbrechung beliebig hohe Spannung (entsprechend dem di/dt) aufbauen kann, um den Stromfluß aufrecht zu erhalten. Das Schmelzen der Kurzschlußverbindung bedeutet eine Unterbrechung/Öffnung des induktiven Kurzschlußkreises, der aus einem Kurzschlußwiderstand und einer Induktivität besteht. In unserem Falle gehört die Spule sowohl zum gesamten Systemkreis mit dem Strom i_{sys} als auch zum Kurzschlußkreis mit dem induzierten Strom $i_{KS,LB}$. Für beide Kreise müssen die Kirchhoff'schen Regeln in jedem Falle erfüllt sein. Die Stromänderung im Kurzschlußkreis ruft entsprechend hohe Spannung im demselben und folglich an der Spule hervor. Nahezu die gesamte Energie des Kurzschlußkreises wird im diesem auch umgesetzt. Denn wie in Kap. 6.4 dargestellt, ist der Anteil des in den Systemkreis rückgekoppelten und galvanisch umverteilten Stroms nur gering.

Ist die gespeicherte Energie des neuen Kreises gering und liegen für die Bogenzündung ungünstige Bedingungen vor (z.B. großer Abstand zwischen den Elektroden), so kann die Energie in Form eines Funkens umgesetzt werden. Bei höheren Energien oder im Falle von Schmelzen und Verdampfen von metallischem Material, wie es beim Lösen einer Kurzschlußverbindung geschieht, zündet ein Lichtbogen. Die erforderliche Brennspannung wird von der betroffenen Induktivität geliefert. Der Bogen bestimmt mit seiner Brennspannung die Spannung der Spule: Es findet eine Spannungsumverteilung im gesamten System statt.

Zusammenfassend folgt, daß ein unterer Grenzwert für die Entladespannung nicht existiert, unterhalb dessen Lichtbögen im Magnetsystem nach Durchbrennen von Kurzschlüssen nicht gezündet werden können. Lichtbögen können nicht verhindert werden, selbst wenn die Entladespannung des möglichen Kurzschlußkreises unter die Werte der Brennspannung des Lichtbogens bei vorliegenden Bedingungen reduziert wird. Das Schmelzen und Verdampfen des Kurzschlusses selbst trägt zusätzlich zur Reduzierung der elektrischen Festigkeit der Gasstrecke bei. Die Reduzierung der Entladespannung unter die Brennspannung verhindert lediglich weitere Energieeinleitung in den Bogenkreis.

7.4 Zusammenfassung von Kap. 7

Die betrachteten äußeren Eingriffe in den Entladungsablauf des Magnetsystems stellen nur bedingt eine Abhilfe dar. Zusammenfassend aus den Betrachtungen folgt, daß die Reduzierung der Lichtbogenenergie und folglich des Schadens am Magnetsystem durch Überbrücken des Bogens mit einem Parallelwiderstand für praktische Zwecke ungeeignet ist. Diese Maßnahme erfordert genaue Kenntnis des Lichtbogenortes und der Lichtbogenparameter. Bei einem zu groß bemessenen Widerstand wird zwar die Bogenenergie reduziert, der Lichtbogen erlischt jedoch nicht. Ist der Widerstand dagegen zu klein gewählt, erlischt zwar der Bogen, die Spule kann jedoch nicht entladen werden.

Die Unterbrechung der Systementladung nach Detektion eines Bogens reduziert die Lichtbogenenergie. Der Bogen erlischt dadurch jedoch nicht. Er brennt mit gleicher Spannung weiter, bis die gesamte, in die betroffene Induktivität zusätzlich eingekoppelte Energie — außer einem geringen Teil, der induktiv bzw. galvanisch ins Hauptsystem transformiert wird — vollständig im Bogen umgesetzt ist. Die I-U-Charakteristik des Lichtbogens bleibt von dieser Maßnahme unbeeinflußt.

Lichtbögen infolge Durchbrennens von Kurzschlüssen können nicht verhindert werden, selbst wenn die Entladespannung der betroffenen Induktivität unter die Brennspannung des Lichtbogens bei vorliegenden Bedingungen reduziert wird. Denn ein unterer Grenzwert für die Entladespannung existiert nicht, unterhalb dessen Lichtbögen im Magnetsystem nach Trennung von Kurzschlüssen nicht gezündet werden können. Die betroffene Induktivität baut nach Öffnen des Kreises beliebige Spannungen auf, um den Stromfluß aufrecht zu erhalten. Das Schmelzen und Verdampfen des Kurzschlusses selbst trägt zusätzlich zur Reduzierung der elektrischen Festigkeit der Gasstrecke bei.

8.0 Übertragung der TESPE-Ergebnisse auf NET und Diskussion des Systemverhaltens

In diesem Kapitel werden die an TESPE experimentell ermittelten Ergebnisse beispielhaft auf den Toroidalfeld-Spulenkreis des noch in der Designphase befindlichen NET-Systems übertragen. Es wird zunächst für den vorliegenden Strombereich der Spannungsgradient eines möglichen Lichtbogens abgeschätzt, der entweder räumlich eingeschlossen in einer Spule oder frei im Kryostaten brennt. Danach werden die Differentialgleichungen, die im Falle eines Kurzschlusses bzw. eines Lichtbogens das Systemverhalten beschreiben, aufgestellt und allgemein gelöst. Als Beispiele für mögliche Stromverteilungen in dem zweigeteilten Kreis wird der Fall eines Kurzschlusses bzw. eines Lichtbogens über einer kompletten Spule sowie eines Lichtbogens im Strompfad eines Kreises diskutiert. Zusätzlich wird die maximale umsetzbare Lichtbogenenergie für die verschiedenen Fälle berechnet. Diese Betrachtungen werden zunächst für die 16-kA-Version des NET-Toroidalfeldsystems ausgeführt. Anschließend werden die entsprechenden Werte für die zweite, die 40-kA-Version angegeben.

8.1 Übertragung der Lichtbogenergebnisse von TESPE auf NET

In Anhang B ist der Lichtbogen-Spannungsbereich zum einen an Hand von theoretischen Werten für thermisches Gleichgewicht [59] und zum anderen aus experimentellen Untersuchungen mit einfachsten, nahezu idealen Randbedingungen [60, 61] für einen Helium-Lichtbogen mit einer Stromdichte von 25 bis 30 A/mm² abgeschätzt worden. Danach brennt ein Bogen von 20 mm Länge mit etwa 70 bis 120 V. TESPE-Ergebnisse (Kap. 5) zeigen jedoch, daß dieser Spannungsbereich bereits bei geringeren Stromdichten erreicht wird: Schon ein 700-A-Bogen mit einer Stromdichte von etwa 6 A/mm² brennt bei den hier vorliegenden Bedingungen mit rund 80 V. Für die höheren Stromdichten ist daher eine entsprechend höhere Brennspannung zu erwarten.

Die Übertragung der an TESPE experimentell ermittelten Lichtbogendaten auf Bögen im NET-Magnetsystem, bei dem höhere Ströme und zumindest für die Version B höhere Stromdichten vorliegen, soll mit Hilfe der Ähnlichkeitsbetrachtungen erfolgen. Aussagen bezüglich der zu erwartenden Strom-Spannungs-Charakteristik sind in diesem Zusammenhang von besonderer Bedeutung. Die Ähnlichkeitsgesetze bei Lichtbogenentladungen gelten jedoch nur bedingt (s. Anhang B). Zusätzlich treten Schwierigkeiten experimenteller Art auf, die Randbedingungen wie Gaszusammensetzung oder Strömungsverhältnisse im Entladungskanal einzuhalten. Darüber hinaus spielt bei Metalldampfbögen die Strahlung eine größere Rolle und kann u. U. nicht mehr vernachlässigt werden.

Mit Kenntnis der nur bedingten Gültigkeit der Ähnlichkeitsgesetze und den Schwierig-

keiten beim Vergleich einzelner Parameter während des Experiments soll dennoch versucht werden, den zu erwartenden Spannungsbereich der innerhalb bzw. an den NET-Magnetspulen möglichen Lichtbögen aus den TESPE-Ergebnissen abzuschätzen. Es wird angenommen, daß die Brennbedingungen in der Lichtbogenkammer mit den LCT-Leiterstücken als Elektroden mit denen in der Spulenwicklung vergleichbar sind, daß der Abbrand an gleichartig gestalteten Elektroden ähnlich ist, und daß es daher zu einer etwa gleicher Gaszusammensetzung und ähnlichen Gasstömungen kommt. Die Übertragung der Ergebnisse auf NET soll lediglich den ersten Anhaltswert für den Säulengradienten liefern, denn die Lichtbogenspannung hängt zusätzlich von der Bogenlänge ab und kann daher nicht genau bestimmt werden.

Nach den Ähnlichkeitsbetrachtungen stellt das Produkt $E \cdot R$ aus der Lichtbogenfeldstärke E und dem Bogenradius R eine charakteristische Kenngröße der Entladung dar. Für ähnliche Entladungen fallen danach die $E \cdot R$ -Kurven, die für Bögen mit unterschiedlichen Radien aber bei sonst gleichen Bedingungen aufgenommen sind, zu einer Kurve zusammen, wenn sie über dem Verhältnis I/R aus der Stromstärke I und dem Bogenradius R aufgetragen werden. Diese Tatsache soll die Basis für das weitere Vorgehen liefern. Dafür wird folgende Vorgehensweise gewählt: Aus den gemessenen Spannungswerten wird zunächst die $I/R - E \cdot R$ -Kurve konstruiert und approximiert. Für den entsprechenden I/R -Wert für NET wird dann der $E \cdot R$ -Wert bestimmt und daraus der Spannungsgradient E ermittelt. Aus einer zweiten Approximation wird ein weiterer Wert bestimmt. Aus der Beschreibung der Kurve mit dem gleichen Exponenten wie in Gl. 5.4.1 für den j - E -Verlauf folgt ein dritter Wert für die Feldstärke. Der gemittelte $E \cdot R$ -Wert stellt dann den gesuchten Näherungswert für den Lichtbogengradienten dar.

In Abb. 8.1 sind die aus Messungen ermittelten $E \cdot R$ -Werte über den zugehörigen I/R -Werten für die räumlich eingeschlossenen Lichtbögen aufgetragen (+ Punkte). Der Kurvenverlauf wird durch eine Gleichung beschrieben, die den gleichen Aufbau aufweist, wie die bereits verwendete Gleichung, um den j - E -Verlauf in Kap. 5.4 zu beschreiben (vgl. auch Gl. B.3.1). Die $I/R - E \cdot R$ -Abhängigkeit kann durch folgende Zahlengleichung gegeben werden:

$$E \cdot R = A + \frac{B}{(I / R)^n} = 9,157 + \frac{0,00543}{(I / R)^{-1,352}} \quad (8.1.1)$$

wobei der Bogenradius R in (mm) und der Strom I in (A) einzusetzen sind. Der Spannungsgradient E folgt in (V/mm).

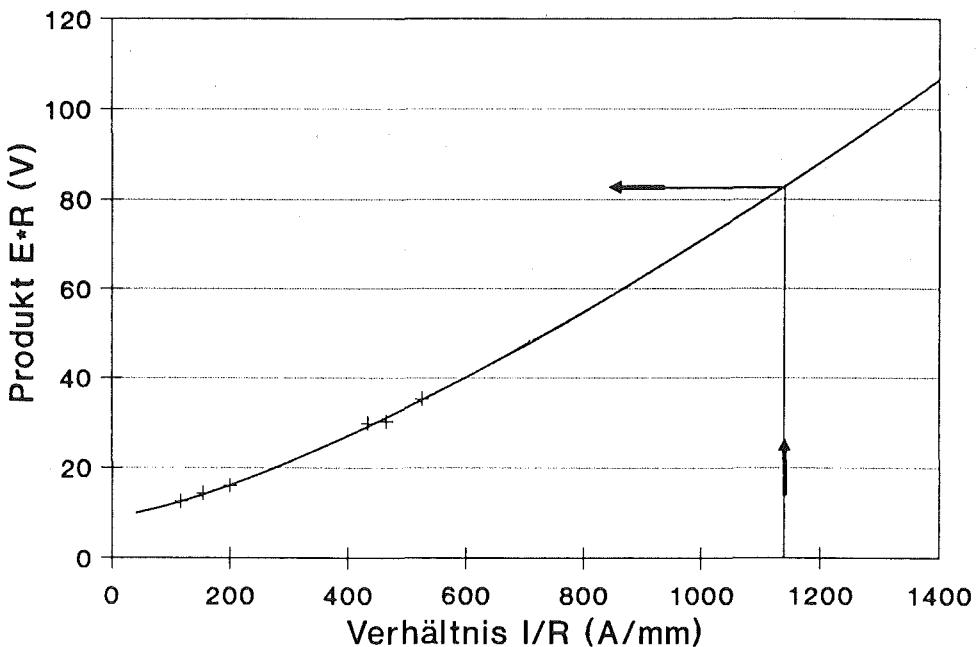


Abb. 8.1: Das Produkt $E \cdot R$ aufgetragen über I/R für die ausgeführten Lichtbogen-Experimente (+ Punkte) und Approximation nach Gl. 8.1.1 (Kurve).

8.1.1 Räumlich eingeschlossene Lichtbögen

Mit der Annahme, daß ein im Inneren einer Spule brennender Lichtbogen, der z. B. nach einem Leiterbruch zündet, den gesamten freien Querschnitt ausfüllt, kann die mittlere Bogenstromdichte j abgeschätzt und daraus der Ersatzdurchmesser bzw. -radius R_E des Bogens bestimmt werden. Für den NET-TF-Spulenkreis mit dem in Kap. 2.2 dargestellten Leiter und einem Strom von 16 kA wird danach eine mittlere Stromdichte zu 26,2 A/mm² und ein Bogenersatzradius R_E zu etwa 14 mm bestimmt. Das I/R -Verhältnis beträgt danach für vollen Spulenstrom rund 1140 A/mm. Aus der in Abb. 8.1 dargestellten Kurve läßt sich für $I/R = 1140$ der zugehörige $E \cdot R$ -Wert von 81,5 V bestimmen. Der Spannungsgradient des Lichtbogens beträgt dann 5,82 V/mm. Umgerechnet auf einen Bogen von der Länge 20 mm bedeutet dies eine Brennspannung von $U_{20} = 156$ V. Dieser Wert enthält 40 V für den Anoden- und Kathodenfall.

Der für die I/R - $E \cdot R$ -Abhängigkeit ermittelte Exponent $n_{I/R}$ von -1,352 in Gl. 8.1.1 ist kleiner, als n_j für den j - E -Verlauf: $n_j = -1,75$ (Kap. 5.4). Die unterschiedlichen Exponenten könnten allein durch die Lage des Punktes für $I = 5000$ A verursacht sein. Denn ist der Durchmesser des 5000-A-Bogens um lediglich 10% zu groß bestimmt worden, dann verschiebt sich der zugehörige Meßpunkt im I/R - $E \cdot R$ -Feld nach links oben, wodurch die Kurve eine geringere Krümmung bekommt. Der entsprechende Punkt verschiebt sich im j - E -Feld nur nach links jedoch stärker, da der Bogenradius quadratisch eingeht. Läßt

man den Meßpunkt für $I = 5000 \text{ A}$ für die Ermittlung der $j \cdot E$ - und $I/R - E \cdot R$ -Approximationen weg, dann weisen beide Kurven einen fast gleichen exponentiellen Verlauf auf, nämlich $n_j = -1,68$ und $n_{I/R} = -1,61$ (mit $A_{I/R} = 10,6$ und $B_{I/R} = 0,001$). Diese Approximation liefert den zweiten Wert für $E \cdot R$. Den dritten Wert für den gesuchten Spannungsbereich erhält man, wenn für die Approximation der $I/R - E \cdot R$ -Kurve der Exponent von $-1,75$ aus der $j \cdot E$ -Abhängigkeit eingesetzt wird. Diese Näherung wird durch die Zahlengleichung 8.1.2 beschrieben. Für den Punkt $I/R = 1140 \text{ A/mm}$ können folgende Werte entnommen werden: $E \cdot R = 105 \text{ V}$ bzw. $E = 7,50 \text{ V/mm}$. Umgerechnet auf einen 20-mm-Bogen erhält man eine Brennspannung von 190 V. Der zuvor nach Gl. 8.1.1 berechnete Wert von 156 V liegt um rund 20% darunter.

$$E \cdot R = 11,3 + \frac{0,00042}{(I/R)^{-1,75}} \quad (8.1.2)$$

Einen weiteren Hinweis auf die Größe der Lichtbogenspannung des 16-kA-Bogens kann man bei Annahme annähernd gleicher Bedingungen im Versuch und beim angenommenen Störfall direkt aus dem $j \cdot E$ -Verlauf erhalten. Wie Hofmann [49] zeigt, brennen Lichtbögen mit gleicher Stromdichte und bei gleichen äußeren Bedingungen jedoch in Kanälen mit unterschiedlichem Durchmesser mit unterschiedlich hoher Spannung. Die Bögen in engen Kanälen brennen mit höherer Spannung. Die Erklärung liegt darin, daß bei gleichen äußeren Kühlbedingungen die abgeföhrte Wärme hauptsächlich von der Größe der Kühlfläche bestimmt wird. Lichtbögen in engeren Kanälen weisen eine auf das Bogenvolumen bezogen größere Oberfläche d. h. Kühlfläche auf. Auf die höheren Wärmeverluste reagiert der Bogen mit Erhöhung seiner Brennspannung. Vergleicht man nun die Verhältnisse bei den TESPE-Experimenten (es sind die kleineren Querschnitte) mit denen in einer NET-Spule (größere Querschnitte), dann sollte der aus dem $j \cdot E$ -Verlauf entnommene Wert für $j = 26,2 \text{ A/mm}^2$ (Stromdichte der NET-16-kA-Version) den oberen Grenzwert für den Spannungsgradienten darstellen. Die Säulenstärke eines Bogens in NET müßte dann unter dem Wert von 5,4 V/mm liegen. Tatsächlich liegt dieser Wert lediglich um 10% unter dem nach Gl. 8.1.1 ermittelten E-Wert von 5,82 V/mm, und stellt daher ebenfalls eine gute Näherung dar.

In Tabelle 8.1 sind die Näherungen für die $E \cdot R$ -Werte nach den oberen Approximationen und die daraus ermittelten Bogengradienten E sowie die entsprechenden Mittelwerte für die NET-Version A mit Spulenstrom von 16 kA zusammengefaßt. Zusätzlich ist die Spannung U_{20} für einen 20-mm-Bogen angegeben. Sie wurde aus dem Gradienten zusammen mit einem Anoden- und Kathodenfall von 40 V errechnet.

Die Bogenlänge, die die Lichtbogenspannung wesentlich mitbestimmt, wird ihrerseits durch den Abbrand der Elektroden vorgegeben, wobei dieser wiederum — abgesehen von dem verwendeten Material [48] und einer Reihe anderer Parameter — von der umgesetzten Lichtbogenenergie abhängt. Die zeitliche Änderung der Bogenlänge kann aus der Energiebilanz der Elektroden annähernd bestimmt werden. Für die erste

Tabelle 8.1: Zusammenstellung der $E \cdot R$ -, E- und U_{20} -Werte für die NET-Version A mit dem Spulenstrom $I = 16$ kA.

	$E \cdot R$ [V]	E [V/mm]	U_{20} [V]
$n = -1,35$, nach Gl. 8.1.1	81,5	5,82	156
$n = -1,61$, für Werte ohne den Punkt für $I = 5000$ A	94,0	6,81	174
$n = -1,75$, nach Gl. 8.1.2	105,0	7,50	190
Mittelwert \pm max. Abweichung	$93,5 \pm 11,5$	$6,71 \pm 0,89$	174 ± 18
Vergleichswert aus j-E-Verlauf (Abb. 5.5)	---	5,41	148

Näherung genügt die Betrachtung der in unmittelbarer Nähe der Elektroden umgesetzten Leistung [62], unter Vernachlässigung der aus dem Bogenplasma über Wärmeleitung zugeführten Energie einerseits und der Wärmeverluste der Elektroden andererseits. Die von den Elektroden aufgenommene Wärme ist dann gleich der in den Elektrodenfallgebieten umgesetzten Energie und durch die Spannung des Anoden- und Kathodenfalls U_{AK} bestimmt. Die Lichtbogenlänge bzw. ihre zeitliche Änderung kann nach Gl. 8.1.3 näherungsweise berechnet werden:

$$a_{LB} = \frac{U_{AK} \cdot I_{LB} \cdot t}{A_m \cdot \rho \cdot r_a} \quad (8.1.3)$$

wobei I_{LB} = mittlerer Lichtbogenstrom, A_m = metallischer Leiterquerschnitt, ρ = Materialdichte, r_a = Abbrandwärme und t = Zeit ist.

Setzt man in Gl. 8.1.3 für $I_{LB} = 16$ kA eine Elektrodenfallspannung von 40 V, einen metallischen Leiterquerschnitt $A_m = 546$ mm², mittlere Materialdichte $\rho = 8400$ kg/m³ und eine gemittelte Abbrandwärme $r_a = 2800$ kJ/kg³ ein, so bekommt man eine zeitliche Verlängerung des Lichtbogens von rund 50 mm/s. Dieser Längenzuwachs verursacht bei einem mittleren Spannungsgradienten von 6,71 V/mm eine Spannungserhöhung von rund 335 V/s. Dieser Wert wird stark reduziert, wenn die erzeugte Schmelze nicht abfließen kann, und folglich ein Metallbad vor den Elektroden entsteht. Der Anteil des verdampften Materials wird dadurch erhöht und der zeitliche Spannungszuwachs reduziert.

³ Dieser Wert ist aus eigenen Experimenten abgeschätzt worden. Falls die Metallschmelze den eigentlichen Bogenbrennraum über Öffnungen nach außen verlässt, werden rund 50% des Abbrandes geschmolzen und verdampft, während das restliche Material nur geschmolzen wird.

Um den gesamten Bereich der Brennspannungen für räumlich eingeengte Lichtbögen abzuschätzen, muß zusätzlich der Einfluß des Magnetfeldes und des Druckes auf den Bogen berücksichtigt werden. Der Säulengradient ist nach eigenen Messungen etwa proportional zu $B^{0,2}$ bis $B^{0,4}$ (vgl. Kap. 5.5 und 5.7). Der Druckeinfluß ist nach Literaturangaben etwa von gleicher Größenordnung [13], wird jedoch bei höheren Druck- und Magnetfeldstärkewerten schwächer. Für eine Stromverteilungsrechnung für den Störfall, daß ein Lichtbogen im Spuleninneren zündet, kann daher eine zusätzliche Verschiebung des anzusetzenden Spannungsbereichs zu höheren Werten angenommen werden, was auch durch den Vergleich der Spannungen U_A und U_{\max} (Kap. 5) bestätigt wird. Für räumlich eingeschlossene Bögen mit einer Stromstärke bis 16 kA kann folglich mit Spannungswerten von 150 bis 300 V gerechnet werden.

8.1.2 Frei brennende Lichtbögen

Frei brennende Lichtbögen sind in dem betrachteten Magnetsystem außerhalb der Spulen im Isolationsvakuum oder an Zuleitungen und Entladewiderständen außerhalb des Vakumbereichs denkbar. Sie können von elektrischen Durchschlägen an stromführenden Komponenten oder durch Lösen bzw. Durchbrennen eines Kurzschlusses während einer Schnellentladung des Systems ausgelöst werden.

Für frei brennende Lichtbögen mit einer Stromstärke bis 2400 A und einer Länge von 20 mm sind hier Spannungen von 20 bis 30 V entsprechend einer Säulenfeldstärke von 0,6 V/mm bis 1,6 V/mm gemessen worden (vgl. Kap. 4). Der Säulengradient bleibt konstant, selbst wenn bei höheren Strömen der Abbrand an den Elektroden stark zunimmt, was zu einer Verlängerung des Bogens und Änderung der Brennbedingungen führt. Für wandernde Bögen mit Strömen bis 1600 A sind Spannungen von maximal 150 V gemessen. Für höhere Stromstärken muß auf Untersuchungen anderer Autoren [20, 40, 43, 44, 47] zurückgegriffen werden. Wie Salge [44] zeigt, liegt die Spannung eines im Vakuum ($p < 4$ mbar) brennenden Lichtbogens mit Strömen zwischen 10 kA und 50 kA und einer Länge von 20 mm in einem recht engen Bereich von 60 bis 80 V. Schnelle Wanderung des Bogens (bis 20000 m/s) im fremd- oder eigenerzeugten Magnetfeld bewirkt keine zusätzliche Erhöhung der Brennspannung, da anscheinend die Kühlung des Bogens wegen der geringen Gasreibung nur unwesentlich zunimmt. Für Lichtbögen mit der Stromstärke 10 kA bis 50 kA, die bei Normaldruck brennen, liegt die Spannung im Bereich von 100 bis 300 V. Ein Bogen von 16 kA und einer Länge von 20 mm, der zwischen Isolierstoffwänden im eigenerzeugten Magnetfeld mit einer Geschwindigkeit von mehreren hundert m/s läuft, brennt mit einer Spannung von etwa 130 bis 180 V. Ein 5-mm-Bogen brennt mit etwa 70 V, wenn er nicht von Isolierstoffwänden umgeben ist. Gleiche Spannungswerte folgen aus Untersuchungen von Kuhnert [20], wenn man einen Elektrodenfall von 40 V annimmt. Für Bögen unterschiedlicher Länge mißt er bei einer Stromstärke von 10 kA bis 20 kA einen Säulengradient von 5 bis 7 V/mm, wenn

der Bogen in einem Luftspalt von 10 mm zwischen nicht gasenden Isolierstoffwänden im Eigenmagnetfeld der Schienen wandert. Danach beträgt die Spannung für einen 20-mm-Bogen etwa 140 bis 180 V.

Der Abbrand an den Schienen ist bei schnell wandernden Bögen gering. Setzt sich der Bogen jedoch z.B. an einer Zwischenstruktur fest, dann wird der Abbrand entsprechend der hohen Fußpunkt-Leistung sehr hoch sein. Bei Erreichen einer kritischen Länge besteht die Gefahr, daß der Lichtbogen auf andere elektrisch leitende Teile bzw. Komponenten springt.

Zusammenfassend zeigt sich, daß ähnlich wie beim räumlich eingeschlossenen Bogen, die Brennspannung eines außerhalb der Spulen frei brennenden Bogens in einem engen Bereich liegt. Für Stromverteilungsrechnungen für NET mit einem Systemstrom von 16 kA kann für einen frei brennenden 20-mm-Lichtbogen ein Spannungswert im Bereich von 60 V bis 180 V angesetzt werden. Für räumlich eingeschlossene Bögen kann mit Spannungswerten von 150 V bis 300 V gerechnet werden.

8.2 Stromverteilung im TF-Spulenkreis des NET-Systems

Im Normalbetrieb — sowohl während der Konstantstromphase als auch während des Ladens und Entladens — liegt im TF-Spulenkreis symmetrische Stromverteilung vor. Symmetriestörungen durch induktive Kopplung mit den Poloidalfeldspulen, die im Pulsbetrieb, d. h. mit schnellen Stromänderungen betrieben werden, sind nicht zu erwarten. Leichte Stromunterschiede in den Kreisen können aufgrund möglicher Öffnungszeitverzögerungen einzelner Entladeschalter hervorgerufen werden. Es sind jedoch keine Störungen der Stromsymmetrie. Im Störfallbetrieb kann dagegen die Stromverteilung sehr stark asymmetrisch werden. Im folgenden wird nach kurzer Erläuterung des Stromverlaufes im Toroidalfeldspulenkreis für den Normalbetrieb die Stromverteilung im Falle eines Kurzschlusses und eines Lichtbogens diskutiert.

8.2.1 Verlauf des Spulenstroms im Normalbetrieb

Die Entladung des Magnetsystems wird durch Öffnen der Schalter über den Entladewiderständen eingeleitet (vgl. Abb. 2.3). Um hohe Spannungen zu vermeiden, ist jeder Spule ein Teilwiderstand zugeordnet. Für die rechnerische Lösung des Problems können sowohl die Widerstände als auch die Spulen- und die Wechselinduktivitäten zu je einer Einheit zusammengefaßt werden. Mit der Forderung, daß die Induktivitäten beider Kreise gleich sind, werden die Ströme $i_1(t)$ in Kreis 1 und $i_2(t)$ in Kreis 2 durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$\begin{aligned} i_1(t) &= A \cdot e^{r_1 \cdot t} + B \cdot e^{r_2 \cdot t} \\ i_2(t) &= C \cdot e^{r_1 \cdot t} + D \cdot e^{r_2 \cdot t} \end{aligned} \quad (8.2.1)$$

Die Koeffizienten A, B, C, und D lassen sich mit dem induktiven Kopplungskoeffizienten $k = M/L$ bestimmen zu:

$$A, B = I_0 \cdot \left(\frac{1}{2} \pm \frac{R_2 \cdot (1 + 2 \cdot k) - R_1}{2 \cdot \sqrt{(R_1 + R_2)^2 - 4 \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot (1 - k^2)}} \right)$$

$$C, D = I_0 \cdot \left(\frac{1}{2} \pm \frac{R_1 \cdot (1 + 2 \cdot k) - R_2}{2 \cdot \sqrt{(R_1 + R_2)^2 - 4 \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot (1 - k^2)}} \right)$$

Die Exponenten r_1 und r_2 sind Lösungen der charakteristischen Gleichung und negativer Kehrwert der Entladezeitkonstanten des gekoppelten Systems:

$$r_{1,2} = \frac{-(R_1 + R_2) \pm \sqrt{(R_1 + R_2)^2 - 4 \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot (1 - k^2)}}{2 \cdot L \cdot (1 - k^2)}$$

Mit der Annahme, daß die Forderung nach gleichzeitigem Öffnen aller Schalter in erster Näherung erfüllt ist, d. h. für den Fall $R_1 = R_2$, vereinfacht sich die Beschreibung des Stromverlaufes. Denn dann sind die Koeffizienten A und C gleich I_0 , während B und D gleich Null sind. Die Entladezeitkonstante T ist durch den Quotienten aus der gesamten Induktivität eines Kreises ($L + M$) und dem Entladewiderstand R gegeben. Der zeitliche Stromverlauf hat die bekannte exponentielle Form.

Eine Besonderheit in der Stromverteilung bei NET kann sich aufgrund der Teilung der TF-Spulen in zwei Teilkreise ergeben. Falls es möglich ist, beide Kreise unabhängig voneinander zu schalten, kann der eine Spulenkreis entladen werden, während der andere den vollen Strom führt. Die beiden Spulenkreise sind zwar galvanisch unabhängig, magnetisch jedoch stark miteinander gekoppelt. Eine Stromänderung in einem der Teilkreise bewirkt daher eine dem Kopplungskoeffizienten entsprechende Änderung des Spulenstromes im anderen Kreis.

In Abb. 8.2 ist der zeitliche Verlauf des Stromes in den beiden Spulenkreisen des NET-

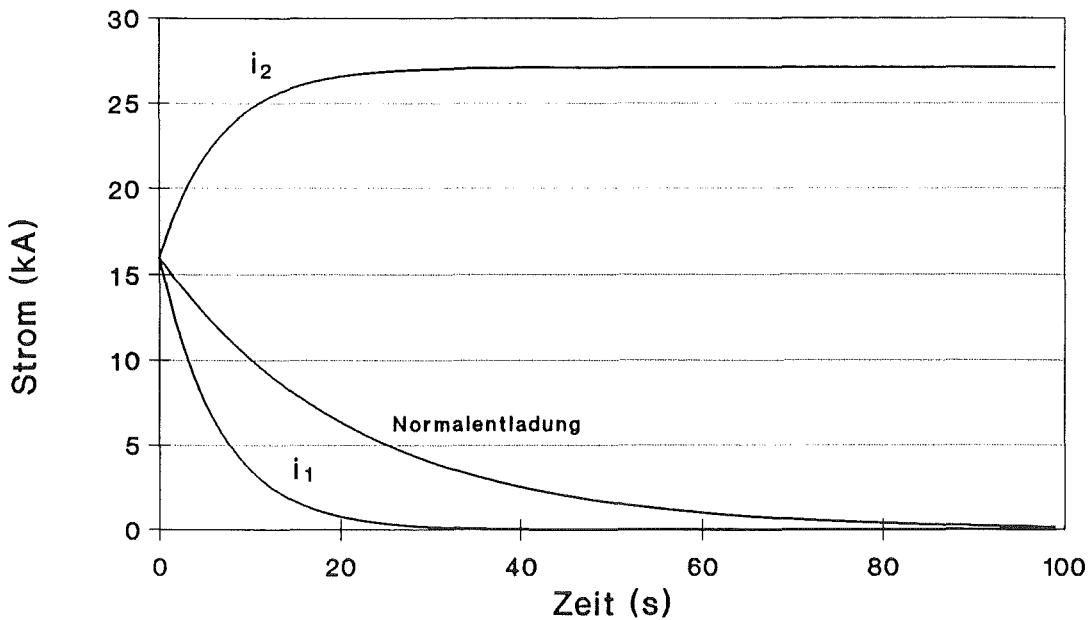


Abb. 8.2: Verlauf der Ströme in den NET-TF-Spulenkreisen für den Fall der Entladung eines Kreises und Normalentladung. Entladewiderstand $R_E = 4,5 \Omega$.

TF-Systems für den Fall dargestellt, daß nur einer der Kreise entladen wird. Während der Strom des entladenden Kreises entsprechend seiner Zeitkonstanten abnimmt, wächst er im zweiten Spulenkreis mit der gleichen Zeitkonstanten bis zu seinem Maximalwert an. Die maximale Stromerhöhung ist durch die Gl. 8.2.2 gegeben. Sie hängt lediglich vom Kopplungskoeffizienten der beiden Spulenkreise ab.

$$i_{\max} = I_0 \cdot \left(1 + \frac{M}{L} \right) = I_0 \cdot (1 + k) \quad (8.2.2)$$

mit $L = 57,6 \text{ H}$ die Induktivität des einen Kreises, $M = 40 \text{ H}$ die gesamte Wechselinduktivität und k der Kopplungsfaktor der beiden Kreise.

Eine vollständige Entladung des einen NET-TF-Kreises ist danach mit einer 1,69fachen Erhöhung des Stromes im anderen Kreis verbunden. Bei einem Betriebsstrom von 16 kA ist eine Erhöhung auf 27,1 kA möglich. Der dargestellte Stromverlauf und die angegebene Stromerhöhung für diesen und noch folgende Fälle stellen sich nur dann ein, wenn die Spulen, in denen der Strom ansteigt, im supraleitenden Zustand verbleiben und nicht quenchten. Ein Beispiel für den Quenchfall wird in Kap. 8.2.5 diskutiert.

Trägt man in Abb. 8.2 zusätzlich den Verlauf des Systemstromes für eine Normalentladung ein, dann kann der Einfluß der induktiven Kopplung (— und Rückkopplung —) auf die Stromverteilung im Gesamtsystem besonders deutlich gemacht werden. Wie es aus der Abbildung hervorgeht, verläuft die Teilentladung bei sonst gleichen Bedingungen — in beiden Fällen ist mit einem Entladewiderstand $R_E = 4,5 \Omega$ je Teilkreis gerechnet

worden — schneller als bei Normalentladung. Während die Entladezeitkonstante für Normalentladung rund 21,7 s beträgt und der Strom erst nach etwa 130 s auf wenige Ampere abgenommen hat, erfolgt die Entladung nur des einen Spulenkreises mit einer Zeitkonstanten von 6,7 s, wodurch der Strom bereits nach 40 s zu fast Null wird. Der Grund für das unterschiedliche Verhalten liegt darin, daß beim Entladen von Teilkreisen — gleiches gilt entsprechend auch für das Laden — die Induktivität, die tatsächlich entladen wird, kleiner ist, als die entsprechende Größe bei Normalentladung. In Kap. 6.1 ist die Induktivität, die bei Teilentladungen von induktiv gekoppelten Kreisen tatsächlich entladen wird, als effektive Induktivität bezeichnet worden und kann mittels der Betrachtung von magnetischen Flüssen erläutert werden. Während die Induktivität eines Kreises, die bei der Normalentladung der NET-TF-Spulen entladen wird, 97,5 H beträgt — bei zwei gekoppelten Kreisen ist es die Hälfte der Gesamtinduktivität —, ist die effektive Entlade-Induktivität bei Entladung nur eines Spulenkreises nur 29,8 H. Der Unterschied zwischen L_K für Normalentladung und L_{eff} für Teilentladung von 67,8 H äußert sich entsprechend in den o. g. Entladezeitkonstanten. Gl. 8.2.3 gibt das Zustandekommen der großen Induktivitätsdifferenz wider:

$$\Delta L = L_K - L_{\text{eff}} = (L + M) - (L - \frac{M^2}{L}) = M + \frac{M^2}{L} \quad (8.2.3)$$

8.2.2 Stromverteilung im TF-Spulenkreis bei einem Kurzschluß

Durch einen Kurzschluß, z.B. über einer Spule oder einer Scheibe, wird die symmetrische Stromverteilung während einer eingeleiteten Spulenstromänderung — Systemladen oder Entladen — stark gestört. Der im Kurzschlußkreis induzierte Strom kann bei einem System wie NET, das einen hohen Kopplungsfaktor zwischen den einzelnen Spulen aufweist, sehr groß werden. Als Beispiel wird hier die Stromverteilung während einer Schnellentladung mit einem Kurzschluß über einer kompletten Spule betrachtet. Da die Lösung jedoch allgemein gehalten wird, können ebenso Ströme im Falle eines Kurzschlusses über einer Scheibe, einer Windung oder sonstigen Teilinduktivitäten berechnet werden.

Im Anhang A1 ist das Ersatzschaltbild für den NET-TF-Kreis mit einem Kurzschluß über einer Spule dargestellt. Dabei sind sämtliche Widerstände der Teilkreise sowie die 8 Spulen des ungestörten bzw. die 7 Spulen des gestörten Kreises jeweils zu einer Einheit zusammengefaßt. Mit I_0 als Anfangstrom in beiden Teilkreisen wird der Zeitverlauf von $i_1(t)$ im gestörten Teilkreis, $i_2(t)$ im ungestörten Teilkreis, $i_{Sp}(t)$ in der kurzgeschlossenen Spule und der Kurzschlußstrom $i_{KS}(t)$ durch das gegebene Gleichungssystem beschrieben. Die angegebene Lösung gilt nicht für $R_{KS} = 0$. Für diesen Spezialfall wird die Stromverteilung durch die in Anhang A2 gegebenen Gleichungen beschrieben. Außer der Betrachtung der Stromverläufe für die Normalentladung, bei der

beide Spulenkreise mit gleichem Widerstand gleichzeitig entladen werden, werden die Fälle der möglichen Teilentladung, d. h. daß nur einer der beiden Spulenkreise entladen wird, ebenfalls betrachtet.

In Abb. 8.3 ist die Stromverteilung im TF-Spulensystem für den Fall eines Kurzschlusses über einer Spule graphisch dargestellt. Der in die Rechnung eingesetzte Wert für R_{KS} beträgt $1 \text{ m}\Omega$. Die Ströme $i_1(t)$ und $i_2(t)$ in den Kreisen 1 bzw. 2 nehmen entsprechend ihrer Zeitkonstanten ab. Die beiden Ströme sind ungleich und nehmen im Vergleich zur Normalentladung schneller ab. Der Grund liegt zum einen in den unterschiedlichen Kreisinduktivitäten L_1 und L_2 . Die Induktivität des Kreises 1 ist um etwa $9,8 \text{ H}$ entsprechend dem Induktivitätsbetrag einer Spule und der Wechselinduktivität der Spule mit dem Kreis 1 geringer als die des Kreises 2, denn die kurzgeschlossene Spule wird nicht entladen. Zum anderen ist die tatsächliche Induktivität $L_{Sys,eff}$, die entladen wird, um etwa 17% geringer als im Falle der Normalentladung. Der Strom in der kurzgeschlossenen Spule $i_{Sp}(t)$ nimmt wegen der hohen Strominduktion, vor allem zu Beginn der Systementladung, stark zu. Nach Durchlaufen eines Maximums, das den Zeitpunkt der Gleichheit des eingekoppelten und des im Kurzschlußwiderstand verbrauchten Stromes markiert, nimmt er wieder ab. Sein Verlauf ist danach fast exponentiell, da die Stromeinkopplung seitens des Systems fast auf Null abgenommen hat. Die Zeitkonstante der Stromabnahme in der Spule ist durch die effektive Spuleninduktivität und die Größe des Kurzschlußwiderstandes vorgegeben.

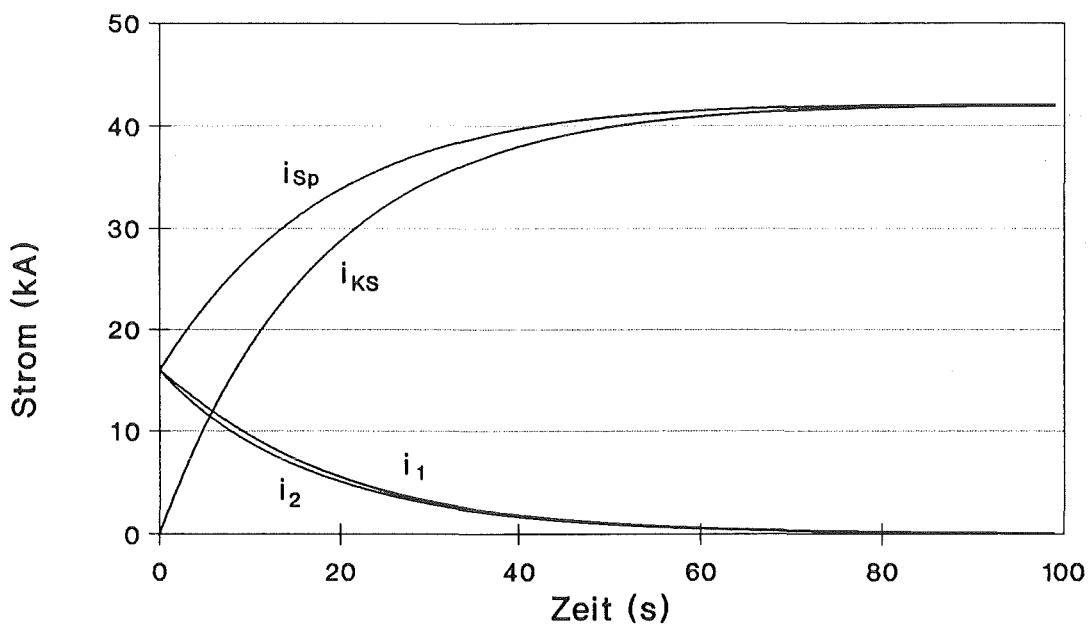


Abb. 8.3: Stromverteilung in NET-TF-Spulenkreis während einer Entladung mit einem Kurzschluß $R_{KS} = 1 \text{ m}\Omega$.

Für die mechanische Auslegung des Spulengehäuses und der Spulenzwischenstruktur ist die maximal mögliche Stromerhöhung in der kurzgeschlossenen Spule von Bedeutung. Denn in diesem Falle wirken sowohl maximale Radialkräfte auf das Spulengehäuse im Spuleninneren, als auch die maximalen Lateralkräfte, die seitlich an den Spulen angreifen. Der theoretische, maximal mögliche Strom in der kurzgeschlossenen Spule ergibt sich aus der Grenzwertbetrachtung für $t \rightarrow \infty$ der im Anhang A2 gegebenen Gleichungen für den idealen Kurzschluß. Für den Spulenstrom $i_{Sp}(t)$ reduziert sich der gesamte Klammerausdruck der entsprechenden Gleichung auf den konstanten Term

$$\left(1 + \frac{M_1 + M_2}{L_{Sp}} \right). \text{ Eine vollständige Entladung des NET-TF-System mit einem Kurz-}$$

schluß über einer kompletten Spule bewirkt in der kurzgeschlossenen Spule eine Erhöhung des anfänglichen Spulenstromes um den Faktor $(1 + k_{Sp}) = 2,68$. Bei einem Anfangsstrom von 16 kA sind es rund 42,8 kA, die im Extremfall für eine lange Zeit in der Spule fließen können. Dieser Wert gibt den maximal möglichen Spulenstrom an und sollte daher für die mechanische Auslegung der Spulenstruktur zugrunde gelegt werden.

Eine Variation der Größe des Kurzschlußwiderstandes R_{KS} macht dessen Einfluß auf den Stromverlauf in der kurzgeschlossenen Spule deutlich. In Abb. 8.4 sind Stromverläufe für verschiedene Kurzschlußwiderstände dargestellt. Es sind folgende R_{KS} -Werte in die Rechnung eingesetzt worden: 0 Ω, 1 mΩ, 10 mΩ und 100 mΩ. Die Entladewiderstände betragen 4,5 Ω. Für kleine Werte des Kurzschlußwiderstandes ($R_{KS} \leq 1 \text{ m}\Omega$) kann mit Näherungswerten für die Exponenten r_1 und r_2 nach den Gleichungen im Anhang A2, die streng genommen nur für $R_{KS} = 0$ gelten, und $r_3 = R_{KS} / L_{Sp,eff}$ gerechnet werden. Die Induktivität $L_{Sp,eff}$ bezeichnet die effektive Entlade-Induktivität der kurzgeschlossenen Spule. Sie kann nach Gl. 8.2.4 bestimmt werden:

$$L_{Sp,eff} = L_{Sp} - \frac{(M_1 + M_2)^2}{L_1 + L_2 + 2 \cdot M_3} \quad (8.2.4)$$

Durch die induktive Kopplung und Rückkopplung mit den Nachbarspulen reduziert sich die zu entladende Spuleninduktivität um etwa 7,3%. Für Kurzschlußwiderstände $R_{KS} \geq 1 \text{ m}\Omega$ müssen die Wurzeln der charakteristischen Gleichung näherungsweise, z. B. mit Hilfe eines numerischen oder graphischen Verfahrens, bestimmt werden. Für die gewählten R_{KS} -Werte wurden die Exponenten bzw. Zeitkonstanten graphisch - näherungsweise bestimmt. Sie sind in Tabelle 8.2 zusammengestellt.

Während der Anstieg des Spulenstromes zu Beginn der Entladung nur leicht vom Kurzschlußwiderstand abhängt, bestimmt R_{KS} den weiteren Stromverlauf maßgebend. Wie es aus Abb. 8.4 hervorgeht, erreicht der Strom der kurzgeschlossenen Spule für Kurzschlußwiderstände bis 1 mΩ noch fast den maximalen, theoretischen Wert von 42,8 kA. Nach Durchlaufen eines breiten Maximums, das nach etwa 93 s erreicht wird, nimmt der Strom langsam ab. Mit höherem Kurzschlußwiderstand nimmt die im Kurzschluß

umgesetzte Leistung zu. Der induzierte Strom wird im KS-Widerstand schneller abgebaut. Das ausgeprägte Maximum wird nach kürzerer Zeit erreicht. Für $R_{KS} = 100 \text{ m}\Omega$ wird ein maximaler Strom von etwa 27,1 kA nach etwa 20 s erreicht. Im weiteren Verlauf nimmt der Strom des Kurzschlußkreises rasch ab.

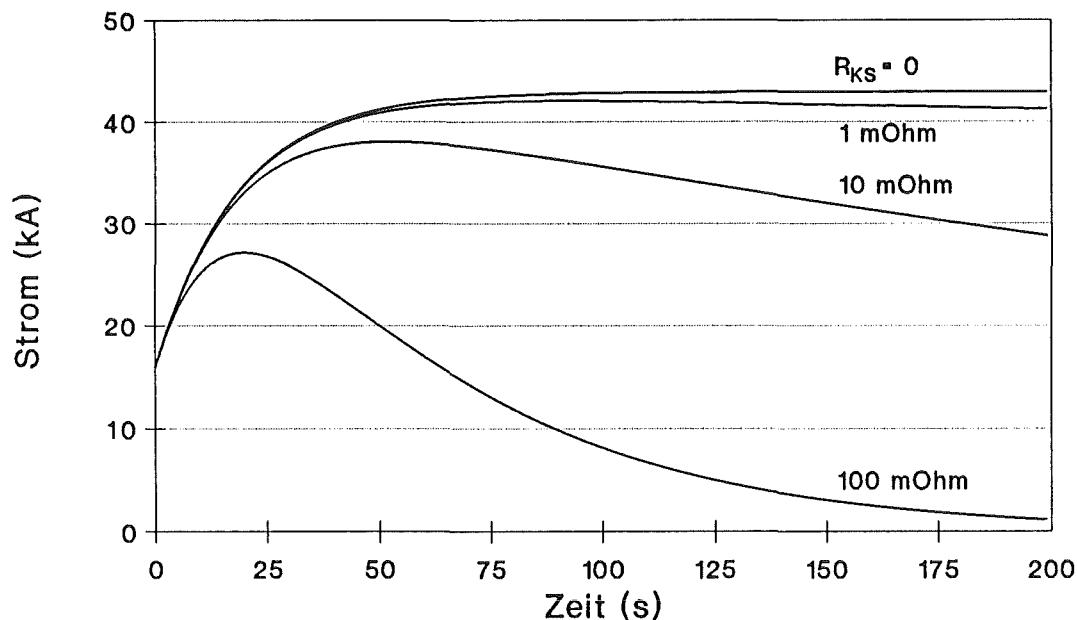


Abb. 8.4: Stromverlauf in der kurzgeschlossenen Spule des NET-TF-Kreises für verschiedene Kurzschlußwiderstände. Entladewiderstände $R_1 = R_2 = 4,5 \Omega$.

Tabelle 8.2: Zusammenstellung der graphisch bestimmten Exponenten bzw. Entladzeitkonstanten für den NET-TF-Spulenkreis für eine Entladung mit einer kurzgeschlossenen Spule. Entladewiderstände $R_1 = R_2 = 4,5 \Omega$.

	r_1 / T_1	r_2 / T_2	r_3 / T_3
$R_{KS} = 0$	$r = -0,2662 \text{ s}^{-1}$ $T = 3,76 \text{ s}$	$r = -0,0553 \text{ s}^{-1}$ $T = 18,10 \text{ s}$	-- --
$R_{KS} = 1 \text{ m}\Omega$	$r = -0,2662 \text{ s}^{-1}$ $T = 3,76 \text{ s}$	$r = -0,0553 \text{ s}^{-1}$ $T = 18,10 \text{ s}$	$r = -0,00022 \text{ s}^{-1}$ $T = 4545,4 \text{ s}$
$R_{KS} = 10 \text{ m}\Omega$	$r = -0,2663 \text{ s}^{-1}$ $T = 3,75 \text{ s}$	$r = -0,0558 \text{ s}^{-1}$ $T = 17,93 \text{ s}$	$r = -0,00218 \text{ s}^{-1}$ $T = 458,1 \text{ s}$
$R_{KS} = 100 \text{ m}\Omega$	$r = -0,2674 \text{ s}^{-1}$ $T = 3,74 \text{ s}$	$r = -0,0620 \text{ s}^{-1}$ $T = 16,10 \text{ s}$	$r = -0,01956 \text{ s}^{-1}$ $T = 51,1 \text{ s}$

8.2.3 Entladung nur eines Spulenkreises bei einem Spulenkurzschluß

In diesem Kapitel wird der Einfluß eines Kurzschlusses über einer Spule auf die Stromverteilung im TF-Spulenkreis des NET-Systems bei Entladung nur eines der beiden Spulenkreise untersucht. Die Entladung eines Spulenkreises hat eine Stromerhöhung um den Faktor 1,69 im anderen Kreis zur Folge, wie es im Kap. 8.2.1 für das System ohne kurzgeschlossenen Induktivitäten gezeigt ist. Diese Stromerhöhung ist durch das Verhältnis der Wechselinduktivität der Kreise zu ihrer Eigeninduktivität vorgegeben. Ein Kurzschluß über einer Spule reduziert die Induktivität des betroffenen Kreises. Gleichzeitig wird auch die Wechselinduktivität zum zweiten Kreis reduziert. Außerdem ist die Spule unterschiedlich stark mit den beiden Kreisen gekoppelt. Während der Kopplungsfaktor der Spule mit dem eigenen Kreis $k_{Sp,1} = 0,58$ beträgt, ist die Kopplung mit dem Fremdkreis stärker: $k_{Sp,2} = 1,1$. Aus diesem Grunde ist bei Teilentladungen mit unterschiedlichen Stromverläufen zu rechnen, abhängig davon, ob der ungestörte zweite Kreis oder der betroffene erste Kreis entladen wird.

Zunächst soll die Entladung des ungestörten Kreises betrachtet werden. Für den Kurzschlußwiderstand wird $R_{KS} = 0$ angenommen (theoretischer Fall). Die Lösung des Problems ergibt sich aus der Grenzwertbetrachtung für $R_2 \rightarrow 0$ für das in Anhang A2 gegebenes Differentialgleichungssystem. Setzt man die für NET gültigen Werte ein, so ergeben sich die bereits in Abb. 8.2 dargestellten Stromverläufe für Entladung eines Spulenkreises ohne Kurzschluß. Der gesamte Strom im fehlerhaften Spulenkreis steigt um den Kopplungsfaktor 1,69 auf 27,1 kA. Die Ströme $i_1(t)$ und $i_{Sp}(t)$ sind gleich. Der Kurzschluß hat somit keinen Einfluß auf die Stromverteilung, wenn der ungestörte Spulenkreis entladen wird. Diese, auf den ersten Blick etwas sonderbare Erscheinung, ist leicht einzusehen, wenn die Wechselinduktivität der beiden Kreise als zusammengelegt aus 8 gleichen Einzelanteilen betrachtet wird, und wenn der Kurzschluß als ein Kurzschluß sowohl über der Spule als auch über dem 7-Spulen-Restkreis gesehen wird. Alle Spulen des einen Kreises sind aus geometrischen Gründen — gleiche Abmessungen der Spulen und gleicher Abstand zwischen den Spulen vorausgesetzt — gleich stark mit den Spulen des anderen Kreises oder anders ausgedrückt mit dem anderen Kreis gekoppelt. Bei einer Stromänderung in Kreis 2 wird daher in allen Spulen des Kreises 1 genau die gleiche Spannung induziert. Als Folge fließt im Kurzschluß sowohl der Ausgleichstrom des 7-Spulen-Kreises als auch der gleich große, aber entgegengerichtete Ausgleichstrom der Spule. In der Kurzschlußverbindung fließt somit effektiv kein Strom, und alle Spulen des Kreises 1 sind vom gleichen Strom durchflossen.

Anders sieht es dagegen aus, wenn der Kreis mit der kurzgeschlossenen Spule entladen wird. Wie in Abb. 8.5 zu sehen ist, nimmt der Strom $i_2(t)$ von 16 kA entsprechend seiner Kopplung mit dem 7-Spulen-Kreis um 61,5% auf 25,8 kA zu. Die Stromzunahme ist um etwa 1,2% höher, als sie dem 'reinem' Kopplungsfaktor $k_3 = M_3/L_2$ entsprechen würde. Diese zusätzliche Strominduktion ist durch die Stromabnahme in der kurzgeschlossenen Spule verursacht.

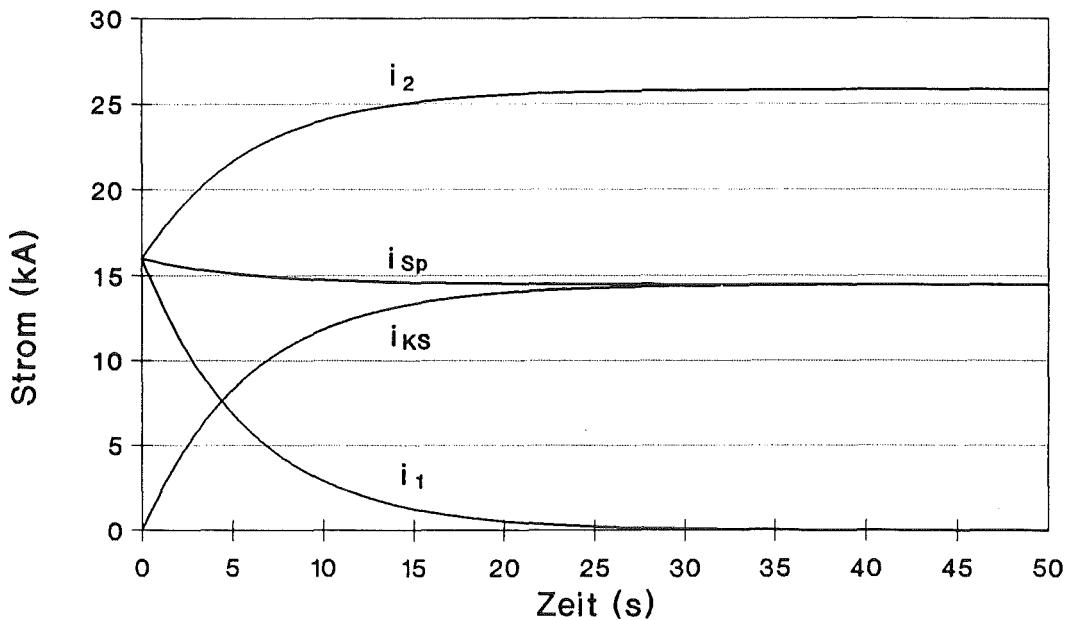


Abb. 8.5: Stromverlauf in NET-TF-Kreisen bei Entladung des gestörten Kreises mit der kurzgeschlossenen Spule. Entladewiderstand $R_1 = 4,5 \Omega$.

Der Strom $i_{sp}(t)$ nimmt leicht ab, auf etwa 14,5 kA. Sein Verlauf kann wie folgt erklärt werden: Die Abnahme von $i_1(t)$ bewirkt eine Zunahme von $i_{sp}(t)$ um den Faktor $(1 + k_1) = 1 + M_1/L_{sp}$. Danach müßte der Spulenstrom um rund 58% auf 25,3 kA ansteigen. Die Stromzunahme im ungestörten zweiten Kreis bewirkt jedoch eine Abnahme des Spulenstroms entsprechend dem höheren Koeffizienten $k_2 = M_2/L_{sp}$, so daß eine gesamte Änderung des Spulenstromes um etwa -9,3% erfolgt (das Minuszeichen bedeutet eine Stromabnahme). Die Lösung des Problems leitet sich auch aus einer Grenzwertbetrachtung des DGL-Systems in Anhang A2 für $R_1 \rightarrow 0$ ab.

Für einen reellen Kurzschlußwiderstand $R_{KS} > 0$ bleibt der Strom der kurzgeschlossenen Spule nicht konstant. Er nimmt entsprechend der Zeitkonstanten des Kurzschlußkreises ab. Dadurch wird eine weitere Stromerhöhung im zweiten Kreis bewirkt. Der Strom i_2 könnte theoretisch auf den Wert von 27,1 kA steigen, der der Stromerhöhung im Falle der Entladung eines Kreises ohne Kurzschlüsse entspricht, wenn der Supraleiter nicht quencht.

8.2.4 Stromverteilung im NET-TF-Spulenkreis bei einem Lichtbogen über einer Spule

Über einer Induktivität kann ein Lichtbogen infolge eines elektrischen Über- bzw. Durchschlags oder nach Lösen, z. B. Durchbrennen, eines vorangegangenen Kurzschlusses während einer Systementladung gezündet werden. Die Spannung, die an einer Windung während einer Schnellentladung anliegt, ist in der Regel — für einfache Spulenwicklung — gering und reicht nicht aus, um die Isolation zu durchschlagen. Hier können Bögen nur nach Schmelzen oder allg. nach Lösen von Kurzschlüssen entstehen. Wegen der vorgesehenen "Two-in-Hand"-Wickeltechnik bei NET liegt hier zwischen zwei Windungen der Spannungsunterschied zweier Scheiben von maximal 580 V an. Diese Spannung kann u. U. ausreichen, bei fehlerhafter Isolation die Strecke zu durchschlagen. Für die nachfolgenden Betrachtungen wird angenommen, daß ein Lichtbogen unmittelbar nach Entladungsbeginn über einer kompletten Spule zündet. Die Bogenspannung erreicht sofort ihren Endwert und bleibt für die gesamte Brenndauer konstant.

Im Anhang A3 ist das Ersatzschaltbild des NET-TF-Spulenkreises mit einem Lichtbogen über einer Spule in Kreis 1 dargestellt. Das Differentialgleichungssystems ist für die Ströme $i_1(t)$, $i_2(t)$, $i_{Sp}(t)$ und $i_{LB}(t)$ als Differenzstrom von $i_{Sp}(t)$ und $i_1(t)$ gelöst. Die Zeitkonstanten T_1 und T_2 , mit der die Änderung der Ströme $i_1(t)$ und $i_2(t)$ erfolgt, sind die gleichen wie im Falle eines idealen Kurzschlusses. Dem Spulenstrom $i_{Sp}(t)$ und dem Lichtbogenstrom $i_{LB}(t)$ ist eine zusätzliche lineare Änderung überlagert, die aufgrund des Energieumsatzes im Lichtbogen auftritt und deren Steigung durch das Verhältnis der Bogenspannung zur effektiven Spuleninduktivität (rund 4,2 H) vorgegeben wird.

In Abb. 8.6 sind die Stromverläufe für eine Schnellentladung des NET-TF-Spulensystems mit einem Lichtbogen über einer Spule dargestellt. Die Rechnung ist für die Lichtbogenspannung von 200 V ausgeführt. Im Unterschied zum Kurzschluß nehmen der Spulen- und der Lichtbogenstrom $i_{Sp}(t)$ bzw. $i_{LB}(t)$ nach Erreichen ihres Maximums linear ab. Der Lichtbogenstrom erreicht fast den maximalen Wert des Spulenstroms von 39 kA. Im weiteren Verlauf nimmt der Bogen- und der Spulenstrom mit etwa 48 A/s ab. Die gesamte Bogenbrenndauer beträgt 973 s. In dieser Zeit wird im Lichtbogen eine Energie von rund 4 GJ umgesetzt. Die Lichtbogenenergie ist nahezu unabhängig von der Lichtbogenspannung, d. h. Unsicherheiten in der Kenntnis der tatsächlichen Brennspannung bleiben demnach ohne großen Einfluß auf die deponierte Energie. Für höhere bzw. geringere Bogenspannung verschiebt sich das Maximum des Bogenstromes nur unwesentlich zu kleineren Zeiten und kleineren Strömen bzw. größeren Zeiten und höheren Strömen hin. Die Bogenbrenndauer verändert sich umgekehrt proportional zur Spannungsänderung. Eine Änderung der Spannung während der Brenndauer bewirkt eine entsprechende Steigungsänderung im Verlauf des Bogenstromes.

Betrachtet man die Stromverteilung im NET-TF-Spulenkreis für den Fall, daß nur ein Kreis entladen wird, so ergeben sich Verläufe, die denen im Kurzschlußfall analog sind. Über einer Induktivität kann ein Lichtbogen während der Entladung des ungestörten

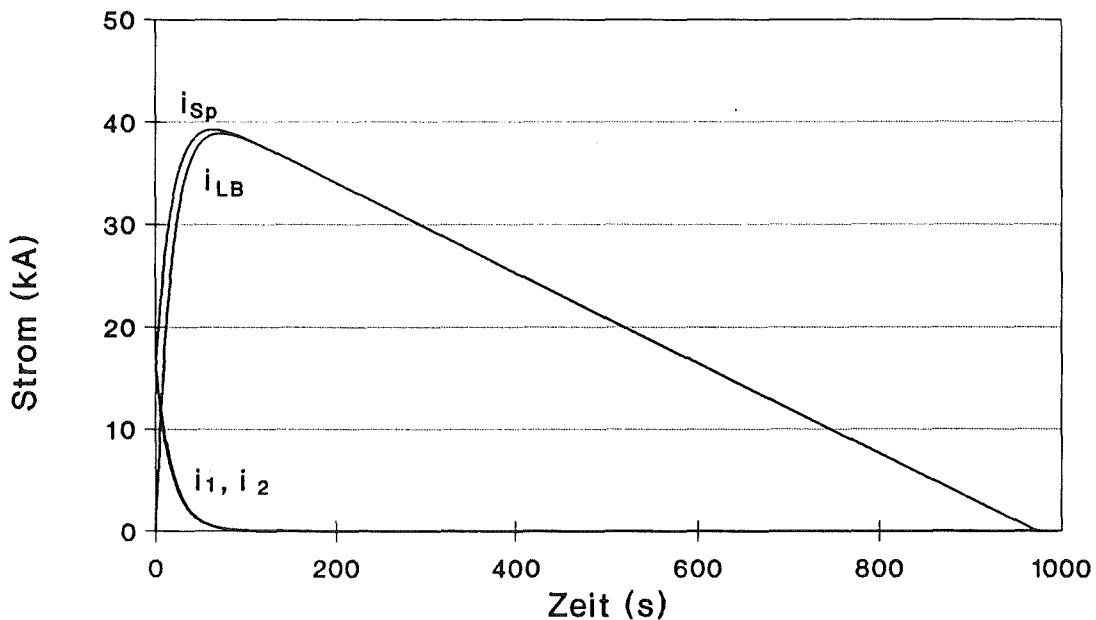


Abb. 8.6: Stromverlauf im NET-TF-Kreis mit Lichtbogen ($U_{LB} = 200$ V) über einer Spule für eine Schnellentladung. Entladewiderstände $R_1 = R_2 = 4,5 \Omega$.

Kreises weder zünden noch brennen. Denn in diesem Falle bleibt der effektive Strom gleich Null (vgl. vorgehendes Kapitel): Die Kurzschlußverbindung schmilzt nicht durch, und es zündet kein Lichtbogen. Bei der Entladung des gestörten Spulenkreises dagegen fließt im Kurzschluß bzw. Lichtbogen der in der Spule induzierte Ausgleichstrom. Es findet zwar keine zusätzliche Erhöhung des Spulenstromes statt, der Lichtbogenstrom kann dennoch einen maximalen Wert von 14,5 kA erreichen. Für einen Lichtbogen mit der Brennspannung $U_{LB} = 200$ V steigt der Bogenstrom von Null auf etwa 13,1 kA und nimmt dann in etwa 275 s linear auf Null ab. Die Lichtbogenenergie ist auch in diesem Falle von der Lichtbogenspannung fast unabhängig und liegt bei etwa 400 MJ.

8.2.5 Stromverteilung in NET mit einem Lichtbogen im Strompfad

Der Bruch einer stromtragenden Leitung führt in einem induktiven System stets zu einem elektrischen Durchschlag. Bei genügend hoher gespeicherten Energie und ausreichendem Strom kann sich aus der Entladungsstrecke ein Lichtbogen entwickeln, in dem zumindest ein Teil der gespeicherten Energie in Wärme umgesetzt wird.

Das Durchschmelzen oder ein mechanischer Bruch des supraleitenden Leiters einer TF-Spule oder der Bruch einer Stromzuführung bzw. eines Stromverbinder zwischen den Spulen führt unausweichlich zur Zündung eines elektrischen Lichtbogens. Bleibt der Vorfall sich selbst überlassen, dann entlädt sich der betroffene Kreis, während im

Nachbarkreis eine Stromerhöhung stattfindet. Die Stromänderung verläuft in beiden Teilkreisen linear. Für einen Lichtbogen, der z. B. mit einer Spannung von 200 V brennt, nimmt der Strom des Bogenkreises mit $di_1/dt = 6,7 \text{ A/s}$ ab. Die Stromänderung ist durch das Verhältnis der Bogenspannung zur effektiven Induktivität bei Teilentladung bestimmt. Im zweiten Kreis nimmt der Strom mit $k \cdot di_1/dt = 4,7 \text{ A/s}$ auf seinen Maximalwert von 27,1 kA zu. Der Verlauf der Ströme $i_1(t) = i_{LB}(t)$ und $i_2(t)$ für diesen Fall ist in Abb. 8.7 dargestellt. Die im Lichtbogen umgesetzte Energie beträgt rund 3,8 GJ und ist unabhängig von der Lichtbogenspannung. Für höhere Bogenspannungen, zum Beispiel, wird die Brenndauer des Bogens verkürzt, die Lichtbogenenergie bleibt die gleiche. Es ist stets der Energieanteil, der der effektiven Induktivität des einen Kreises bei Teilentladung entspricht. Für den TF-Kreis der NET-Version A beträgt die effektive Induktivität für diesen Fall etwa 29,8 H und die Energie $E = 3,8 \text{ GJ}$.

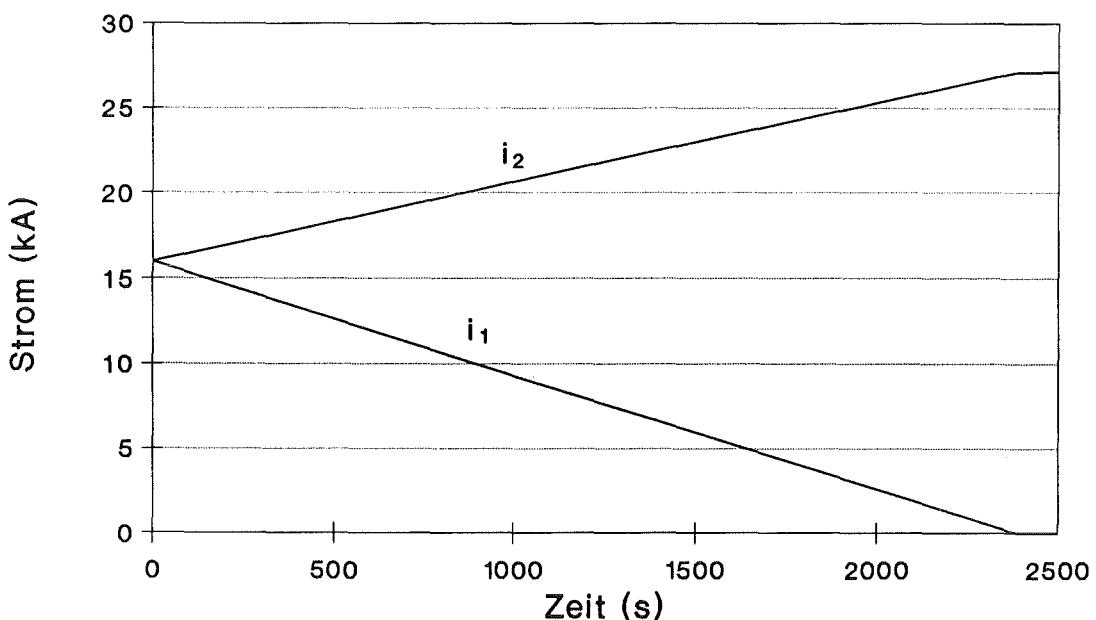


Abb. 8.7: Verlauf der Ströme im NET-TF-Spulenkreis. In Kreis 1 brennt ein Lichtbogen mit $U_{LB} = 200 \text{ V}$. Keine Entladung des Systems.

Für den Fall, daß der Lichtbogen nach einem Bruch des supraleitenden Leiters im Spuleninneren brennt, ergibt sich eine Abweichung von dem dargestellten Stromverlauf. Die vom Bogen entwickelte Wärme bewirkt einen Anstieg der Umgebungstemperatur. Die LeiterTemperatur steigt über die kritische Temperatur hinaus. Der Leiter verliert seine supraleitende Fähigkeit und geht in die Normalleitung über. Die normalleitende Front kann sich mit Geschwindigkeiten von einigen m/s [63-66] bis 100 m/s [67] entlang des Leiters fortpflanzen. Der Übergang des Leiters in die Normalleitung ist mit steigendem ohmschem Widerstand verbunden. Der Leitungswiderstand wirkt nun als Energieverbraucher und reduziert die Lichtbogenenergie. Eine rasche Ausbreitung der normalleitenden Zone und hoher Widerstandszuwachs sind daher wünschenswert.

Eine weitere Änderung des Stromverlaufes kann sich ebenfalls aus den besonderen Eigenschaften des Supraleiters ergeben. Erreicht der Strom im ungestörten Kreis seinen kritischen Wert, dann quencht der Leiter und geht in die Normalleitung über. Der wachsende Widerstand bewirkt eine Entladung des Kreises, und es wird Energie in den Lichtbogenkreis zurückgekoppelt. Der Lichtbogenstrom kann unter Umständen sogar ansteigen, wodurch die Lichtbogenenergie zunimmt [68]. In diesem Falle ist es wünschenswert, daß der Stromanstieg im zweiten Kreis nicht zum Quenching führt. Falls doch, dann sollte die Ausbreitung der normalleitenden Zone nur einen geringen Leistungswiderstand zur Folge haben, was ein offensichtlicher Widerspruch zu oben ist.

Die umsetzbare Lichtbogenenergie kann reduziert werden, wenn das gesamte System schnell entladen wird. Der Stromverlauf in den beiden Kreisen unterscheidet sich dabei nur unwesentlich von dem für eine Normalentladung. Denn die Entladespannung, die vom äußeren Entladewiderstand den Spulen aufgeprägt wird, ist wesentlich höher als die Lichtbogenspannung. Erst für Ströme unterhalb 100 A sind die Spannungen von gleicher Größenordnung. In Anhang A4 ist das Ersatzschaltbild für den NET-TF-Spulenkreis mit einem Lichtbogen im Strompfad des einen Teilkreises dargestellt. Die zugehörigen Differentialgleichungen sind für die Ströme $i_1(t)$, der gleichzeitig Lichtbogenstrom ist, und $i_2(t)$ gelöst. Die angegebene Lösung gilt nicht für den Sonderfall, daß einer der Entladewiderstände Null ist.

Die umsetzbare Lichtbogenenergie hängt nahezu linear mit der Brennspannung des Bogens zusammen. In Abb. 8.8 ist sie über der Lichtbogenspannung aufgetragen. Die Kurve a zeigt die Bogenenergie für die Entladung beider Spulenkreise gleichzeitig. Für Lichtbogenspannungen von 50 bis 400 V liegt die Lichtbogenenergie im Bereich von 17 MJ bis 134 MJ. Zusätzlich ist die entsprechende Kurve für den Fall der Entladung nur eines Kreises, und zwar des betroffenen Lichtbogenkreises, dargestellt (Kurve b). Dadurch, daß ein Teil der magnetischen Energie im zweiten Kreis gespeichert wird, reduziert sich die umsetzbare Lichtbogenenergie für gleiche Bogenspannungen auf 1/3 des oberen Wertes. Die Reduzierung entspricht dem Verhältnis der Induktivität des Kreises 1 bei Normalentladung ($L_1 + M$) und der effektiven Induktivität $L_{1,\text{eff}}$ bei Teilentladung.

Die Möglichkeit, die Teilkreise unabhängig voneinander zu entladen, kann also zur Reduzierung der Lichtbogenenergie genutzt werden. Sie birgt jedoch gleichzeitig die Gefahr in sich, daß die Lichtbogenenergie erhöht wird, anstatt reduziert zu werden. Denn die maximale Lichtbogenenergie und damit das maximale Zerstörungspotential tritt im Falle eines Lichtbogens im Strompfad auf, wenn der betroffene Kreis bewußt nicht entladen wird oder wegen Ausfalls des Entladesystems nicht entladen werden kann, und nur der zweite, der ungestörte Kreis, entladen wird. Zusätzliche Energie wird aus dem entladenden Kreis in den Bogenkreis gekoppelt und im Lichtbogen in thermische Energie umgewandelt. Unabhängig von der Lichtbogenspannung kann die Lichtbogenenergie 21,1 GJ betragen. Das sind 84,4% der gesamten magnetisch gespeicherten

Energie des Systems. Dieser Fall stellt daher denjenigen dar, der die größte Gefährdung für die gesamte Anlage und die Umgebung in sich birgt und muß unter allen Umständen verhindert werden.

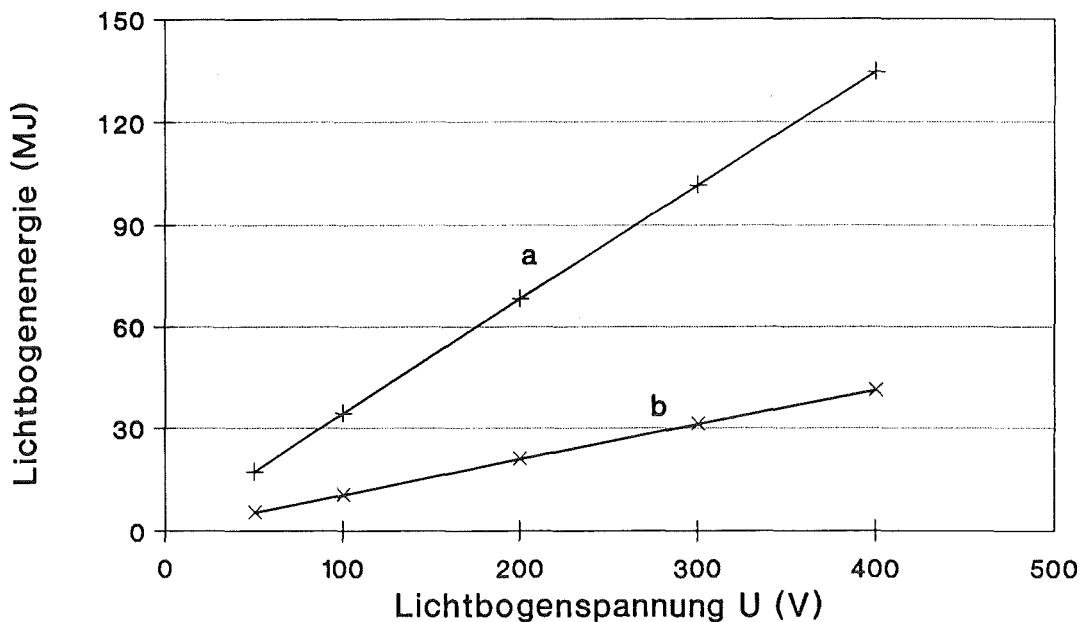


Abb. 8.8: Abhängigkeit der Lichtbogenenergie von der Lichtbogenspannung bei Entladung beider (a) bzw. nur des gestörten Spulenkreises (b). Entladewiderstand $R_E = 4,5 \Omega$ in beiden Fällen.

8.3 Übertragung der TESPE-Ergebnisse auf die NET-Version mit dem TF-Spulenstrom von 40 kA

In der letzten Zeit wird verstärkt ein neues Spulen- und Leiterkonzept für das Toroidalfeldsystem von NET verfolgt [69, 70]. Ein neues Leiterkonzept ist vor allem wegen höheren Anforderungen an den Leiter, wie z. B. Verträglichkeit schneller Magnetfeldänderungen bis 40 T/s, erforderlich geworden. Danach soll der Leiter als sog. Bündelleiter ("Cable-in-Conduit") ausgeführt werden, bei dem einzelne dünne Supraleiteradern als ein Bündel in eine Stahlhülle eingeschweißt werden. Die Spulen werden in der gleichen Wickeltechnik mit einer Gesamtwicklungszahl von 218 ausgeführt. Die geänderten Spulenabmessungen und die reduzierte Windungsanzahl ergeben einen neuen Wert für die Selbstinduktivität einer Spule von 1,4 H. Der gesamte Kopplungsfaktor einer Spule nimmt nur unwesentlich auf 2,58 ab, wobei der Kopplungsfaktor mit den 7 Spulen des eigenen Kreises $M_1 = 0,76$ H und mit den 8 Spulen des Nachbarkreises $M_2 = 1,44$ H betragen. Die Induktivität eines Kreises hat den Wert von 17,3 H, die Wechselinduktivität der beiden Kreise etwa 11,5 H und die gesamte Induktivität des

Torus 57,6 H. Bei dem vorgesehenen Dauerbetriebsstrom von 37,9 kA wird in den TF-Spulen eine Energie von rund 41 GJ magnetisch gespeichert.

Für den neuen Entwurf ergeben sich bezüglich des Systemverhaltens keine grundlegenden Unterschiede für die in Kap. 8.2.2 bis 8.2.5 betrachteten Fälle. Das Systemverhalten und die prinzipiellen Stromverteilungen bleiben erhalten. Die geänderten Systemparameter ergeben neben höheren Stromniveaus andere Zeitkonstanten für die Stromverläufe. Die Energien, die im Störfall magnetisch gekoppelt und in einem Bogen freigesetzt werden können, sind wegen der allgemein höheren gespeicherten Energie wesentlich höher, als für die bereits diskutierte 16-kA-Version.

Ein Kurzschluß über einer kompletten Spule kann während einer Schnellentladung des Systems zu einem maximalen Spulenstrom von 97,8 kA führen. Die gespeicherte Energie der Spule nimmt von 2,6 GJ auf rund 6,7 GJ zu. Die Entladung des gestörten Kreises allein führt zu einer Stromerhöhung in der kurzgeschlossenen Spule um den Faktor 1,54 auf etwa 58,5 kA. Wird nur der ungestörte zweite Kreis entladen, dann steigt der Strom in der Kurzschluß-Spule, wie auch im gesamten ersten Kreis, um 66,5% auf etwa 63,1 kA. In der Abb. 8.9 ist der Stromverlauf in der kurzgeschlossenen Spule für verschiedene Kurzschlußwiderstände bei der Entladung des Systems aus 37,9 kA mit $R_1 = R_2 = 2 \Omega$ dargestellt. Für R_{KS} sind gleiche Werte wie in Abb. 8.4 angenommen worden.

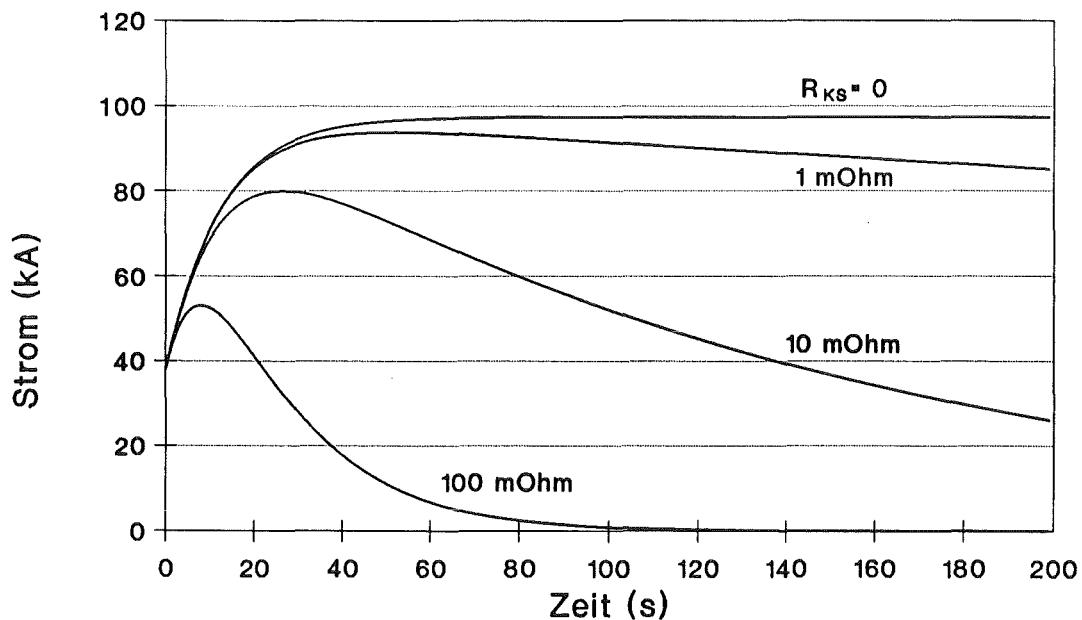


Abb. 8.9: Stromverlauf in der kurzgeschlossenen Spule des NET-TF-Kreises mit dem Systemstrom von 37,9 kA für verschiedene Kurzschlußwiderstände. Entladewiderstände $R_1 = R_2 = 2 \Omega$.

Für den Fall eines Lichtbogens über einer Spule oder im Strompfad, außerhalb oder innerhalb einer Spule, ist die mögliche Lichtbogenenergie wesentlich höher und folglich das Gefährdungspotential ungleich größer, als für die 16-kA-Version. Während die umsetzbare Energie des Lichtbogens, der über einer Spule brennt, nahezu unabhängig von der Lichtbogenspannung ist, hängt sie stark von der Brennspannung ab, wenn der Bogen im Strompfad brennt. Für den Fall, daß der Bogen eine Spule kurzschließt, können in ihm die oben genannten 6,7 GJ in Wärme umgesetzt werden. Etwa die gleiche Energiemenge, nämlich 6,9 GJ, wird im Lichtbogen umgesetzt, wenn der Bogen im Strompfad des einen Kreises brennt und das System nicht entladen wird. Die maximale Energie tritt auf, wenn der ungestörte Kreis entladen wird, während ein Bogen im anderen brennt. In diesem Falle werden fast unabhängig von der Bogenspannung rund 83% der gesamten gespeicherten Energie oder rund 34,5 GJ in Wärme umgesetzt. Um die Energie des Bogens zu bestimmen, der im Strompfad brennt, während das System entladen wird, muß zunächst seine Brennspannung abgeschätzt werden. Da die endgültigen Leiterabmessungen noch nicht festliegen, wird hier die Abschätzung der Bogenspannung für den Leiterentwurf mit der höchsten Stromdichte und dem größten I/R-Verhältnis ausgeführt.

Der Leiter der TF-Spulen soll nach dem NET/ITER-Vorschlag [70] einen Querschnitt von etwa $41,2 \times 28,8 \text{ mm}^2$ haben. Für den Spulenstrom von 37,9 kA beträgt dann die mittlere Stromdichte rund 32 A/mm^2 . Für die gegebenen Werte kann ein Lichtbogenersatzradius von etwa 19,4 mm und ein I/R-Verhältnis von 1950 angesetzt werden. Nach der Zahlengleichung 8.1.1 folgt dann ein $E \cdot R$ -Wert von 161 V. Dies entspricht einem Säulengradienten von 8,3 V/mm oder auf einen 20-mm-Bogen bezogen einer Spannung von 206 V. Mit $E = 10,8 \text{ V/mm}$ für $n_{I/R} = -1,61$ und $E = 13 \text{ V/mm}$ $n_{I/R} = -1,75$ (s. Kap. 8.1) folgt ein Mittelwert für den Spannungsgradient von rund 10,7 V/mm, was für einen 20-mm-Bogen einer Spannung von 254 V entspricht. Diese Werte sowie der Vergleichswert aus dem j-E-Verlauf in Abb. 5.5 sind in Tabelle 8.3 zusammengestellt.

Obwohl die Bandbreite der Spannungswerte und folglich die maximale Abweichung vom Mittelwert mit zunehmendem I/R-Verhältnis zunimmt, liefert die hier ausgeführte Spannungsapproximation dennoch einen recht engen Wertebereich für die Lichtbogenspannung. Sie liegt für einen angenommenen Lichtbogen von 20 mm Länge zwischen 190 V und 300 V. Mit den zusätzlichen Einflüssen auf die Brennspannung seitens Magnetfeld, Druck und Bogenlänge muß der Spannungsbereich für rechnerische Analysen erweitert werden. Brennspannungen im Bereich von 150 V und 400 V können für räumlich eingeschlossene Lichtbögen angesetzt werden, um Rechnungen von Strom- und Kräfteverteilungen mit ausreichender Sicherheit ausführen zu können. Für frei brennende Lichtbögen außerhalb der Spulen kann mit Werten zwischen 100 V und 300 V für die Lichtbogenspannung gerechnet werden (vgl. Kap. 8.1.2).

Die Lichtbogenenergie, die im Falle eines Bogens im Strompfad bei gleichzeitiger Entladung des Systems umgesetzt werden kann, hängt von der Lichtbogenspannung und

Tabelle 8.3: Zusammenstellung der $E \cdot R$ -, E- und U_{20} -Werte für die 40-kA-Version.
(Betriebsstrom $i = 37,9$ kA)

	$E \cdot R$ [V]	E [V/mm]	U_{20} [V]
$n_{I/R} = -1,35$, nach Gl. 8.1.1	161	8,3	206
$n_{I/R} = -1,61$, (korrigiert)	209	10,8	255
$n_{I/R} = -1,75$, nach Gl. 8.1.2	252	13	300
Mittelwert \pm max. Abweichung	297 ± 46	$10,7 \pm 2,4$	254 ± 48
Vergleichswert aus j-E-Verlauf (Abb. 5.5)	---	7,4	190

der Entladegeschwindigkeit des Systems ab. In Abb. 8.10 ist die umsetzbare Energie über der Lichtbogenspannung aufgetragen. Für den Entladewiderstand ist der Wert für die Schnellentladung von $2,0 \Omega$ in die Rechnung eingesetzt worden. Für den Fall, daß beide Spulenkreise entladen werden, liegt die Lichtbogenenergie für Brennspannungen von 50 bis 400 V zwischen 27 MJ und 212 MJ. Sie wird um den Faktor 3 reduziert, wenn anstatt beider Kreise nur der Lichtbogenkreis entladen wird. Die Lichtbogenenergie liegt für diesen Fall für gleiche Brennspannungen zwischen 9 MJ und 70 MJ.

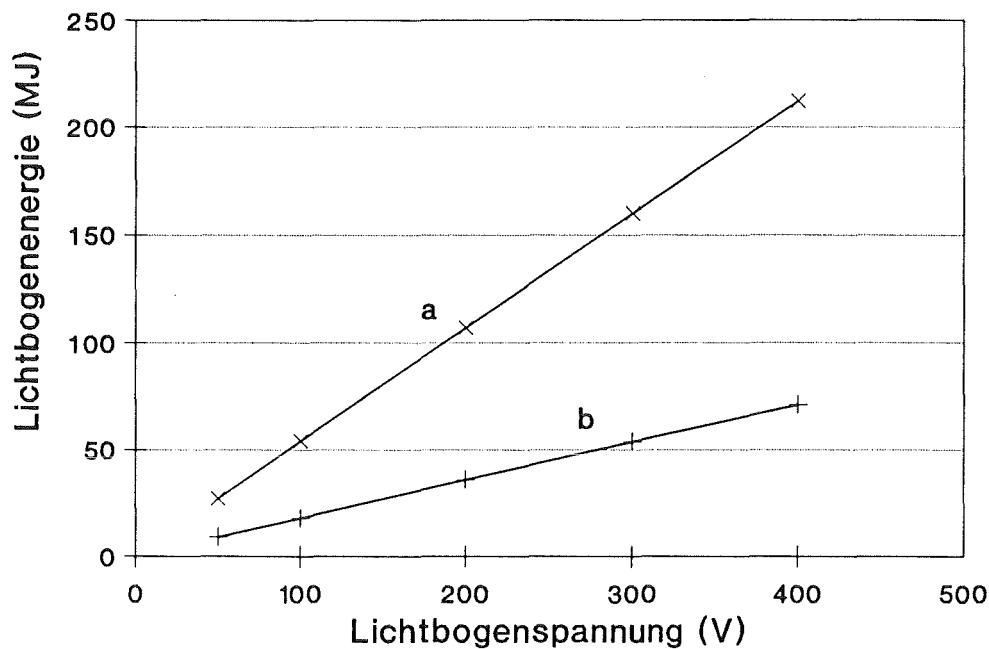


Abb. 8.10: Abhängigkeit der Lichtbogenenergie von der Lichtbogenspannung bei Entladung beider Kreise (a) bzw. nur des gestörten Spulenkreises (b). Entladewiderstand $R_E = 2 \Omega$ in beiden Fällen.

8.4 Mögliche Verhalten des Lichtbogens im NET-System

Im abschließenden Kapitel sollen Beispiele für mögliches Lichtbogenverhalten und die Auswirkungen des Bogens auf das NET-TF-Spulensystem betrachtet werden. Es werden folgende Störfälle mit Lichtbogenzündungen diskutiert, die entweder an vorhandenen Anlagen bereits aufgetreten sind oder solche, die als besonders kritisch erscheinen:

- Fall 1: Ein Kurzschluß in der Spulenwicklung, der sich bei einer Entladung zu einem Lichtbogen entwickelt, ist ein häufig auftretender Störfall. Zuletzt wurde solch ein Fehler von TORE SUPRA [55] berichtet.
- Fall 2: Ein Lichtbogen im Strompfad innerhalb einer Spule, der z. B. nach Leiterbruch oder als Folge von Fall 1 auftritt.
- Fall 3: Ein Lichtbogen nach einem Bruch oder nach Durchschmelzen einer Stromzuführung oder eines Stromverbinder zwischen den Spulen. Diese Fälle können ebenfalls nicht völlig ausgeschlossen werden.
- Fall 4: Ein elektrischer Über- bzw. Durchschlag an stromführenden Teilen während einer Schnellentladung. Solche Fehler sind z. B. bei Spulentests des T-15 Tokamaks [71] aufgetreten.

8.4.1 Lichtbogen in der Spulenwicklung nach Durchbrennen eines Kurzschlusses

Es wird angenommen, daß beim Spulenwickeln ein Metallspan in die Isolation gelangt und mitgewickelt wird. Im Strombetrieb drückt der Span nach und nach die Isolation durch und stellt einen elektrischen Kontakt zwischen zwei Windungen her. Der Metallspan schließt jedoch nicht eine Windung, sondern wegen der vorgesehenen Wickeltechnik ("Two-in-Hand") eine Scheibe, oder genauer gesagt eine halbe Doppelscheibe, kurz. Der Kurzschluß bleibt während des gesamten Konstantstrombetriebes unbemerkt, da er keine Stromunregelmäßigkeiten hervorruft. Wird nun das System aus betriebstechnischen Gründen entladen, so kommt der Kurzschluß zu seiner Wirkung. Um den magnetischen Fluß der kurzgeschlossenen Scheibe zu erhalten, wird in ihr eine Spannung induziert, die einen hohen Ausgleichsstrom über die Kurzschlußverbindung zur Folge hat. Dieser Strom heizt die Metallbrücke bis zum Schmelzen auf.

Nahezu unabhängig von den elektrischen Eigenschaften des Metallspans (vgl. Abb. 8.4) steigt der Kurzschluß-Strom sehr rasch an. Zum Zeitpunkt des Schmelzens hat der Strom bereits einen entsprechend hohen Wert erreicht (mehrere hundert Ampere sind möglich), d. h. es ist viel Energie zusätzlich in die Scheibe eingekoppelt worden. Die Trennung des Strompfades infolge des Schmelzens ruft eine Unterbrechung des Strom-

flusses hervor, die von der Scheibe mit weiterer Spannungsinduktion beantwortet wird. Die Spannung an den Trennflächen steigt so lange an, bis ein elektrischer Durchschlag erfolgt, der sich zu einem Lichtbogen entwickelt. Der Lichtbogenstrom steigt wegen der starken Energieeinkopplung zunächst weiter an. Die Brenndauer des Bogens und seine Energie hängen ab von der Lichtbogenspannung und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der erzeugten normalleitenden Zone, die ihrerseits den Zuwachs des ohmschen Widerstandes im Leiter bestimmt. Der etwa 1 mm lange Lichtbogen kann im Extremfall bis zu 35 s lang brennen, wenn seine mittlere Spannung 60 bis 100 V beträgt⁴. Der Bogenstrom erreicht dann einen maximalen Wert von etwa 48 - 50 kA, und es werden insgesamt rund 100 MJ in Wärme umgesetzt. Nimmt man des hohen Spulenstroms wegen höhere Bogenspannung, etwa 200 V, und eine schnelle Ausbreitung der normalleitenden Zone im Leiter an, dann reduziert sich die Brenndauer auf wenige Sekunden. Trotzdem werden in diesem Falle bei einem maximalen Strom von 1200 A etwa 300 kJ als Lichtbogenenergie umgesetzt. Der Stahlmantel und der Leiter selbst werden örtlich stark beschädigt. (Wegen des möglichen hohen Druckaufbaus wirkt der Bogen wie ein Plasmabrenner.) Der Lichtbogen erlischt, wenn die eingekoppelte Energie verbraucht ist. Die Metallschmelze kann nach Abkühlen erneut einen Kurzschluß bilden. In diesem Falle wird wieder Energie in die Scheibe eingekoppelt, und der beschriebene Vorgang kann sich wiederholen. Nach dem Vorfall weist die Spule eine geringere Induktivität und einen bleibenden ohmschen Widerstand auf. Der Fall 1 kann auch als Auslöser für den Fall 2 gesehen werden, denn die Bogenenergie reicht aus, um den Leiter auf einer Länge von 30 mm zu schmelzen bzw. zu verdampfen, mit der Folge, daß ein Lichtbogen im Strompfad zündet, der vom gesamten Teilkreis gespeist wird.

8.4.2 Lichtbogen in der Spule nach Leiterbruch

Hier wird angenommen, daß ein Lichtbogen nach mechanischem Leiterbruch oder Durchschmelzen eines Leiters innerhalb einer Spule brennt. Unter der Kraftwirkung des Magnetfeldes bekommt das Durchschmelzen weiterer Leiterlagen eine bevorzugte Richtung, und zwar nach außen, von der Spulenmitte weg. Dies gilt für die gesamte Breite der Spulenwicklung in radialer Richtung. Denn der Ort der Feld- und folglich Kraftumkehr, der beim Betrieb nur einer Spule etwa im äußeren Drittel des Windungspakets liegt, wandert bei einer Torusanordnung nach außen [72].

Wegen der Doppelscheiben-Wickeltechnik ist die Stromfortpflanzung in den einzelnen Wicklungsscheiben unterschiedlich: Die einen werden von außen nach innen, die

⁴ Der angenommene Spannungswert folgt aus eigenen Versuchen, in denen ein 500-A-Bogen in einem GFK-Block nach Verdampfen eines Cu-Drahtes mit einem Durchmesser von 0,8 mm zündete. Bei einer Länge von 20 mm lag seine Spannung im Bereich von 350÷400 V.

anderen von innen nach außen durchflossen. Das hat Konsequenzen für das Verhalten des Lichtbogens in der Wicklung. Für den Fall, daß die Richtung der Lorentzkraft mit der Durchströmung der Scheibe übereinstimmt, wandert der kathodische Fußpunkt in Richtung der magnetischen Kraft von einer Windung zur anderen, während der anodische am Entstehungsort des Bogens fixiert bleibt. Das Festhalten des anodischen Fußpunktes an der Ursprungsanode kann als Folge ständiger Neuzündungen betrachtet werden. Denn jeder auch nur geringsten Unterbrechung des Stromflusses, der beim Abreißen des anodischen Fußpunktes auftreten würde, wird durch Induktion hoher Spannungen, d. h. durch ständige elektrische Durchschläge, entgegengewirkt. Das Springen der Kathode zu Orten höherer Potentialdifferenz unterbricht den Stromfluß dagegen nicht, und kann bereits vor der vollständigen Trennung der nächsten Windung erfolgen. Der Lichtbogen besitzt wegen des geringen Abstandes zwischen den Windungen vorwiegend mehrere Fußpunkte.

Im zweiten Falle, wenn die Richtung der Lorentzkraft mit der Stromfortpflanzung in der Scheibe nicht übereinstimmt, findet das Durchbrennen der Nachbarlagen zeitlich gesehen langsamer statt. Der anodische Fußpunkt wandert in diesem Falle in Richtung der magnetischen Kraft. Das Fortbewegen des Bogens wird jedoch wegen der Stromaufteilung an dem neuen (zweiten) anodischen Fußpunkt stark behindert. Nur ein Teil des Leiterstromes fließt in den Bogen, der größere Stromanteil fließt zunächst weiterhin im Leiter. Mit zunehmender Aufheizung des Leiters erhöht sich der Strom im Bogen, wodurch seine Leistung zunimmt. Erst nach vollständigem Durchschmelzen des Nachbarleiters fließt der gesamte Windungsstrom im Bogen und es stellt sich der Ein-Bogen-Zustand ein, bei dem der Bogen nur zwei Fußpunkte besitzt. Mit fortschreitendem Leiterschmelzen nimmt die Lichtbogenspannung nur leicht zu, denn der Zunahme der Spannung aufgrund der Bogenverlängerung wirkt die Vergrößerung des Brennraumes und die damit verbundene Abnahme der Bogenkühlung entgegen. Dennoch verursacht solch ein Störfall einen irreparablen Schaden an der Spule. Als positiver Aspekt verbleibt die Tatsache, daß der Lichtbogen in beiden Fällen nicht in Richtung der Plasmakammer sondern nach außen wandert.

8.4.3 Lichtbogen an Stromzuführung oder Stromverbinder

Es wird angenommen, daß das Isoliervakuum einer Stromzuführung zusammenbricht. Gleichzeitig fällt die Kühlung dieser Stromzuführung aus. Die ohmschen Verluste führen zur Überhitzung und schließlich zum Schmelzen der Zuführung. Ein elektrischer Lichtbogen wird gezündet. Die Stromzuführung kann ihre Integrität auch aufgrund hoher thermischer und/oder mechanischer Spannungen verlieren. Der Bruch führt ebenfalls zur Zündung eines Lichtbogens. Das Material schmilzt bzw. verdampft an den Bruchflächen sehr stark. Der Lichtbogen verlängert sich rasch. Sein Verhalten wird unruhig, und er ist leicht mittels einer Gasströmung oder eines Magnetfeldes auslenkbar.

Das Spulenkonzept sieht keine räumliche Trennung der beiden Stromzuführungen vor. Der Lichtbogen kann die zweite Zuführung berühren und einen weiteren Fußpunkt auf ihrem Stahlmantel, der auf Erdpotential liegt, ausbilden. Nach Durchbrennen des Mantels und der Isolation verbindet der Bogen beide Zuführungen. Starke Aufheizung des neuen Fußpunktes führt zum Schmelzen der zweiten Stromzuführung. Als Folge ist die Trennung des elektrischen Kreises denkbar, wobei sowohl die Spule als auch der entstandene 7-Spulenkreis sich in einen Lichtbogen entladen. Die vom Kreis getrennte Spule kann nicht entladen werden und unterliegt keinerlei Kontrolle. Die Stromzuführungen abschmelzend, wandert der eine Bogen in Richtung Spuleninneres. Der andere, in dem die Energie von 7 Spulen umgesetzt wird, wandert in Richtung Nachbarspule und Kryostat. Der Lichtbogen kann im Kryostaten weiter brennen, wo er hochsensible Anlagenteile, wie zum Beispiel Tritiumrohrleitungen o. ä., thermisch schädigen kann.

Mechanischer Bruch oder thermische Überhitzung eines Stromverbinders zwischen den Spulen hat letztendlich die Trennung einer Spule vom restlichen Kreis zur Folge, sei es durch einen Kurzschluß oder vollständig durch einen Lichtbogen. Nach dem NET-Design besteht der Stromverbinder aus zwei gas-/wassergekühlten Kupferleitern (Plus und Minus), die sich isoliert in einem gemeinsamen Stahlmantel befinden und durch eine 5-mm-GFK-Isolationsschicht getrennt sind. Zwar kann der Bruch des Stromverbinders als nicht wahrscheinlich angesehen werden, möglicher Kontaktverlust an einer der zahlreichen Verbindungsstellen ist jedoch nicht völlig auszuschließen. Die Unterbrechung des Stromflusses führt unweigerlich zum Lichtbogen. Wenn das geschmolzene Material nicht abfließen kann, entsteht ein Kurzschluß und der Bogen erlischt. Andernfalls ist die vollständige Trennung der Doppelleitung denkbar, mit der Folge, daß zwei kurze Bögen die getrennten Kreise überbrücken.

8.4.4 Lichtbogen infolge eines Spannungs durchschlags

Die Entladung der Toroidalfeldspulen ist mit hohen Spannungen verbunden. So können während einer Schnellentladung an den Stromzuführungen einer Spule bis 10 kV anliegen. Der Verlust des Isolationsvakuums setzt die Durchschlagsfestigkeit der Gasstrecke deutlich herab. Lokale Verschlechterungen des Vakuums sind besonders im Bereich der Stromzuführungen wegen der dort zahlreichen Kühlmittelanschlüssen nicht völlig auszuschließen. Die hohe Spannung kann dann zu Durchschlägen und folglich zu Zündungen von Lichtbögen führen.

Ein Lichtbogen kann zwischen den beiden Stromzuführungen zünden. Der frei brennende Bogen hat eine relativ geringe Brennspannung ($U_{LB} < 200$ V) und wirkt zunächst wie ein Kurzschluß: Der Spulenstrom steigt an; Energie wird in die Spule eingekoppelt. Die maximale Energie, die hier im Bogen umgesetzt werden kann, beträgt 4 GJ. Ein Teil der Spulenenergie wird nach dem anzunehmenden Quench des Supraleiters in der

Wicklung als Wärme umgesetzt. Die Lichtbogenbrenndauer wird dadurch je nach Ausbreitungsgeschwindigkeit der normalleitenden Zone auf etwa 100 bis 200 s verkürzt. Dennoch beträgt alleine die Energie der Bogenfußpunkte, die unmittelbar das Material aufheizt, etwa 50 MJ bis 100 MJ. Daher ist vollständiges Abschmelzen des warmen Endes der Zuführungen und damit die Trennung der Spule vom übrigen Kreis (vgl. Fall 3) denkbar.

Schließlich ist es möglich, daß ein Bogen zwischen einer Zuführung und den in der Nähe befindlichen Anlagenkomponenten, die in der Regel auf Erdpotential liegen, zündet und frei brennt. Der Bogen wandert auf seinen Elektroden, zusätzlich kann er zu Orten höheren Potentials springen und sich dort festsetzen (Feldverzerrungen an scharfen Kanten, wie z.B. Schrauben, Ventile, Flansche etc.). Falls sich in der Nähe des Bogens hochsensible Komponenten befinden, wie z.B. Steuerungs- und Kontrolleitungen oder gar Tritiumrohrleitungen, dann ist deren thermische Zerstörung bzw. Schädigung nicht auszuschließen. Vollständige Isolation letztgenannter Komponenten wird daher aus Sicherheitsgründen empfohlen.

8.5 Zusammenfassung von Kap. 8

Die Übertragung der Lichtbogen-Spannungsmeßwerte von den TESPE-Experimenten auf NET ist mit Hilfe von Ähnlichkeitsbetrachtungen und linearer Approximation ausgeführt worden. Zur Beschreibung der Abhängigkeit der Kenngröße $E \cdot R$ (Lichtbogenfeldstärke mal Lichtbogenradius) von dem Verhältnis I/R (Lichtbogenstrom / Lichtbogenradius) für die experimentell gewonnenen Lichtbogendaten wird der theoretische Ansatz der Form

$$E \cdot R = A + \frac{B}{(I/R)^n}$$
 herangezogen, mit Hilfe dessen bereits die

j-E-Abhängigkeit gut beschrieben werden konnte (Kap. 5). Die ausgeführten Approximationen sind in Abb. 8.11 zusammenfassend graphisch dargestellt. Für zunehmende I/R -Verhältnisse wird der Bereich der $E \cdot R$ -Werte etwas breiter. Da jedoch in den meisten Fällen die maximal umsetzbare Lichtbogenenergie nur leicht von der Bogenspannung abhängt, liefern die ermittelten Spannungswerte recht gute Ergebnisse. Die Übertragung der TESPE-Ergebnisse auf NET lässt Spannungswerte im Bereich von 60 V bis 300 V für die NET-Version mit Systemstrom von 16 kA und Werte im Bereich 100 V bis 400 V für die 40-kA-Version erwarten. Mit den Lichtbogenspannungen können für angenommene Störfälle die Stromverteilungen im System gerechnet werden.

Maximale Stromerhöhung um rund 260% tritt im TF-Kreis bei einem Kurzschluß über einer kompletten Spule auf, wenn beide Kreise des Systems entladen werden. Der Spulenstrom wird leicht reduziert, wenn nur der gestörte Kreis entladen wird. Dagegen bleibt der Kurzschluß ohne Auswirkungen auf die Stromverteilung, wenn nur der zweite, der ungestörte Spulenkreis entladen wird.

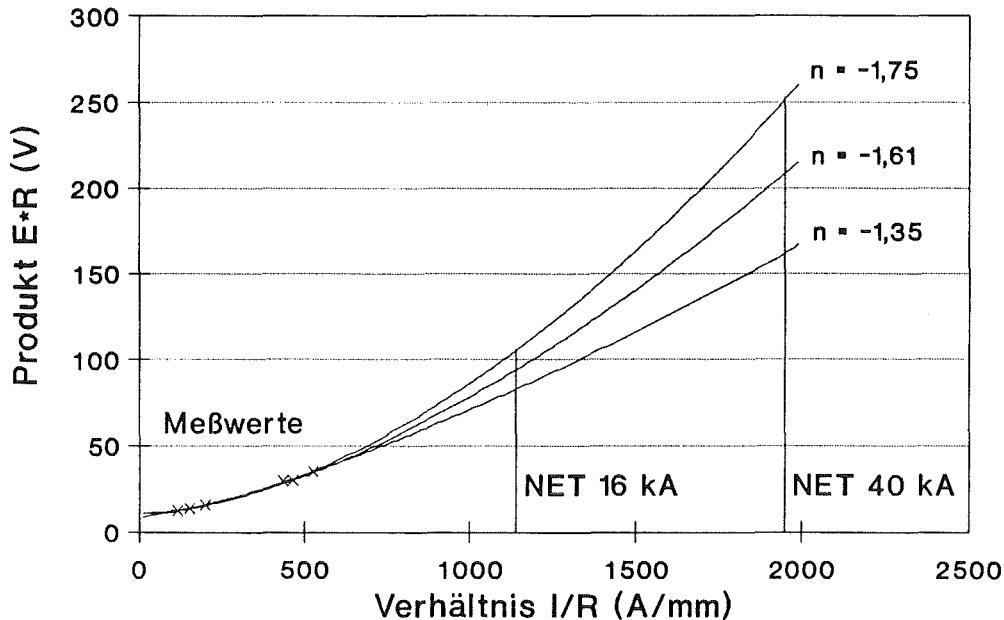


Abb. 8.11: Zusammenfassende Darstellung der ausgeführten $E \cdot R$ -Approximationen.

Der maximale Strom im Lichtbogen über einer Spule kann bei geringen Lichtbogenspannungen den theoretischen Wert für einen Kurzschluß erreichen. Die dann in der Spule gespeicherte Energie kann im Extremfall im Bogen umgesetzt werden. Nahezu unabhängig von der Lichtbogenspannung können bei der 16-kA-Version bis zu 4,1 GJ und bei der 40-kA-Version maximal 6,7 GJ in thermische Energie umgesetzt werden. Bei Lichtbögen im Strompfad können bis zu 134 MJ für die erste und bis zu 212 MJ für die zweite NET-Version in Wärme umgesetzt werden, wenn jeweils beide Spulenkreise schnell entladen werden. Maximale Energie bis über 80% der gesamten gespeicherten Torusenergie wird frei, wenn bei einem Lichtbogen im Strompfad des einen Kreises fälschlicher Weise der andere, der ungestörte Kreis entladen wird. Diese Schaltmöglichkeit sollte konstruktiv verhindert werden.

9.0 Zusammenfassung, Schlußfolgerungen und Empfehlungen für den Entwurf zukünftiger Magnetsysteme

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß von elektrischen Kurzschlüssen und elektrischen Lichtbögen auf die Sicherheit von Magnetsystemen untersucht. Das Ziel der Arbeit war, Erkenntnisse über das Verhalten des Magnetsystems im Falle einer Störung wie Kurzschluß oder Lichtbogen, das Verhalten des elektrischen Lichtbogens im Magnetsystem, sowie deren gegenseitige Beeinflussung zu erhalten. Die Strom-Spannungs-Charakteristik des Lichtbogens ist dabei von entscheidender Bedeutung. Die an dem technisch relevanten Magnetsystem TESPE gewonnenen experimentellen Erkenntnisse werden mit theoretisch ermittelten verglichen. Die komplexen Vorgänge werden zerlegt und einzeln diskutiert. Damit lassen sich die Ergebnisse auf beliebige Magnetsysteme (Toroide, Solenoide, supraleitend oder normalleitend) übertragen und deren Verhalten im Störfall vorhersagen, was besonders für die zukünftigen Fusionsanlagen von großer Bedeutung ist. Das System kann bereits in der Konstruktionsphase analysiert und sein Gefahrenpotential durch entsprechenden Entwurf minimiert werden. Beispielhaft wird hier das noch in der Konstruktionsphase befindliche NET-System analysiert. Es wird das Gefährdungspotential untersucht, das durch eine Störung im System entsteht. Grundlage dafür sind Berechnungen der zeitabhängigen Stromverteilungen, die sich aufgrund der Störung einstellen.

Verhalten frei brennender Lichtbögen im Magnetsystem

Der frei brennende, magnetisch unbeeinflußte Lichtbogen weist im gesamten untersuchten Strombereich bis etwa 3100 A eine vom Strom unabhängige Brennspannung auf. Sie liegt für einen 10-mm-Bogen bei 25 bis 28 V. Der Säulengradient beträgt etwa 1,4 V/mm; der gesamte Elektrodenfall liegt bei 14 bis 15 V. Magnetisch beeinflußte Lichtbögen mit Stromstärken bis 1400 A weisen Spannungen im Bereich von 80 V bis 150 V auf; ihre Wanderungsgeschwindigkeit im selbst erzeugten Feld erreicht an Cu-Schienen mit 30 mm Abstand für He-Normaldruck Werte bis 100 m/s. Für Drücke von 40 mbar nimmt die Laufgeschwindigkeit auf etwa 3 bis 5 m/s ab, und ihre Brennspannung nimmt wegen der verminderten Bogenkühlung auf etwa 40 V bis 60 V ab. Große Teile der Lichtbogenenergie werden in den Elektroden deponiert, wenn die Wanderung des Lichtbogens behindert wird. Der frei brennende Lichtbogen ist leicht durch Konvektionsströmungen auslenkbar. Seine Fußpunkte können auf den Elektroden umherwandern und zu Orten erhöhter elektrischer Feldstärke springen.

Verhalten räumlich eingeschlossener Lichtbögen im Magnetsystem

Die Strom-Spannungs-Charakteristik von räumlich eingeschlossenen Lichtbögen ist in Kammern untersucht worden, deren Aufbau eine Spulenwicklung gut nachbildet. Als Elektroden wurden Stücke des LCT-Leiters verwendet, der bereits zum Bau einer großen supraleitenden Spule diente. Die Ergebnisse zeigen, daß bei den vorliegenden Bedingungen die Anfangsspannung eines magnetisch unbeeinflußten 20-mm-Bogens für Bogenströme von 700 A bis 5000 A, was Stromdichten von 6,2 A/mm² bis 12 A/mm² entspricht, bei etwa 80 V bis 92 V liegt. Eine Erhöhung der Lichtbogenstromdichte bis 29,4 A/mm² bewirkt eine Erhöhung der Anfangsbrennspannung auf etwa 162 V. Ein zur Bogenachse senkrecht stehendes Magnetfeld bis 3 T erhöht die Spannung um etwa 35 V.

Während der Brennphase nimmt die Spannung wegen des Druckaufbaus und der abbrandbedingten Bogenverlängerung zu. Ein maximaler Druckanstieg von 200 bar wurde in der Lichtbogenkammer beobachtet, der mit einer Spannungserhöhung von etwa 40 V verbunden war. Der Gasdruck zeigt seinen größten Einfluß auf die Brennspannung bei Werten bis etwa 20 bis 30 bar. Auf einen magnetisch beeinflußten Bogen übt der Gasdruck einen geringeren Einfluß aus. Der Lichtbogen wirkt unter der Kraftwirkung eines Magnetfeldes lokal konzentriert auf die Elektroden. Dadurch erfährt der Bogen besonders bei Leitern wie dem LCT-Leiter, der aus mehreren kleineren Einzelleitern besteht, eine starke Verlängerung, die sich in höherer Brennspannung äußert. Eine maximale Brennspannung von 230 V wurde dabei gemessen. Der gesamte Einfluß des Magnetfeldes kann als proportional zu $B^{1/4}$ bis $B^{1/2}$ angegeben werden.

Die Stromdichte-Säulenfeldstärke-Charakteristik des räumlich eingeschlossenen Licht-

bogens wird gut durch die Zahlenwertgleichung $E = 1,75 + \frac{0,012}{j^{-1,75}}$ [V/mm] angenäh-

ert, wobei j in [A/mm²] einzusetzen ist. Für die Berechnung der Brennspannung eines Bogens bestimmter Länge ist ein Elektrodenfall von 40 V anzusetzen. Die Übertragung der experimentellen Ergebnisse auf NET mit Hilfe der Ähnlichkeitsbetrachtung und linearer Approximation zeigt, daß für einen 20-mm-Lichtbogen für die NET-Version mit dem Betriebsstrom von 16 kA Spannungswerte von 60 V bis 300 V und für die NET-Version B mit 40 kA Betriebsstrom Spannungen von 100 V bis 400 V zu erwarten sind.

Verhalten des Magnetsystems bei Kurzschläüssen

Ein Kurzschluß im supraleitenden Magnetsystem beeinflußt die Stromverteilung nur, wenn gleichzeitig eine Änderung des magnetischen Flusses stattfindet. Die Magnetflußänderung ist mit einer Spannungsinduktion in der kurzgeschlossenen Induktivität verbunden. Um der Flußänderung während einer Systementladung entgegenzuwirken,

kann in einer kurzgeschlossenen Spule der Strom maximal auf das $(1 + k_{Sp})$ fache ansteigen, wobei $k_{Sp} = M_{Sp}/L_{Sp}$ der Kopplungsfaktor der Spule mit dem restlichen System ist. Die magnetisch gespeicherte Energie der Spule wächst nicht quadratisch, sondern linear um den gleichen Faktor an, da gleichzeitig die Induktivität, in der Energie gespeichert bleibt, sich auf den Wert der Eigeninduktivität der Spule reduziert. Demnach können Strom und Energie einer NET-TF-Spule auf rund das 2,6fache ansteigen.

Die Stromverteilung im System mit einem Kurzschluß wird während einer eingeleiteten Stromänderung stark asymmetrisch, was bei großen Strömen zu hohen Schieflasten an den Spulen führt. Höchste Stromdifferenzen und folglich maximale Kräfte treten an den Spulen auf, wenn ein System mit einer kurzgeschlossenen Spule hochgefahren wird.

Für Magnetsysteme wie TESPE, die einen Spulenkopplungsfaktor von etwa 0,3 aufweisen, genügt eine mechanische Strukturauslegung für den hypothetischen Fall, daß eine Spule stromlos ist, während alle anderen ihren Betriebsstrom aufweisen. Damit sind für solche Systeme alle denkbaren Lastfälle mit abgedeckt. Für Systeme wie den NET-TF-Kreis mit einem Kopplungsfaktor von etwa 1,6 reicht diese Forderung nicht aus. Denn sowohl beim Laden als auch beim schnellen Entladen können hier die Kräfte an den Spulen Werte erreichen, die um den Faktor $(1 + k_{Sp})$ höher sind, als für den Fall, daß eine Spule stromlos ist, während die anderen Spulen ihren Betriebsstrom führen. Für die mechanische Auslegung der Spulenzwischenstruktur sollte der Fall des Ladens des Systems mit einem Kurzschluß als Referenzstörfall dienen.

Schlußfolgerungen:

- *Kurzschlüsse haben aufgrund der Stromumverteilung Kräfteasymmetrie zur Folge.*
- *Kurzschlüsse können aufgrund der Stromerhöhung zum Quench führen.*
- *Kurzschlüsse können Lichtbögen auslösen.*

Verhalten des Magnetsystems bei einem Lichtbogen und ihre gegenseitige Beeinflussung

Lichtbögen über Induktivitäten können infolge elektrischer Über- bzw. Durchschläge oder nach Durchbrennen eines Kurzschlusses innerhalb oder außerhalb von Spulen zünden. Dazu muß eine Änderung des magnetischen Flusses, wie z. B. bei einer Entladung, vorausgehen. Lichtbögen können aber auch im Strompfad des Magneten bei Konstantstrombetrieb zünden. Denn bei einer Unterbrechung des Stromflusses, z.B. infolge eines Leiterbruchs, bewirkt die Induktivität selbst durch Induktion von Spannungen bis zum Zünden eines Lichtbogens den weiteren Stromfluß. Im Kryostaten außerhalb der Spulen brennt der Bogen frei, innerhalb der Spulen brennt er räumlich eingeengt.

Für den Fall eines Lichtbogens über einer Spule ergibt sich der Verlauf der Ströme als Überlagerung von mehreren Vorgängen, die gleichzeitig im System stattfinden. Der exponentiellen Stromabnahme im Hauptkreis mit der Zeitkonstanten T_{eff} wird eine galvanische Stromumverteilung und induktive Rückkopplung überlagert. — Zu Beginn einer Schnellentladung wirkt der Lichtbogen über einer Teilinduktivität wie ein Kurzschluß, verbunden mit schnellem Stromanstieg. — Wenn ein Lichtbogen über dem Gesamtsystem und parallel zum Entladewiderstand brennt, dann bestimmt er mit seiner Brennspannung die gesamte Entladung des Systems. Die Stromänderung im System wird durch das Verhältnis der Lichtbogenspannung und der Systeminduktivität vorgegeben. — Ein Lichtbogen im Strompfad entlädt das Magnetsystem selbst oder beschleunigt eine stattfindende Systementladung.

Der Vergleich von rechnerisch ermittelten Stromverteilungen mit experimentellen Verläufen zeigt, daß Stromverteilungsrechnungen mit einer konstanten, stromunabhängigen Lichtbogenspannung Ergebnisse von ausreichender Genauigkeit liefern. Für das betrachtete Beispiel NET folgt daraus, daß der Strom in einem Lichtbogen, der über einer Spule brennt, bei geringen Lichtbogenspannungen fast den theoretischen Wert für einen Kurzschluß (das $(1 + k_{Sp})$ fache des Betriebsstroms) erreichen kann. Die gesamte, dann in der Spule gespeicherte Energie kann im Extremfall im Bogen umgesetzt werden. Nahezu unabhängig von der Lichtbogenspannung können bei der 16-kA-Version bis zu 4,1 GJ und bei der 40-kA-Version maximal 6,7 GJ in thermische Energie umgesetzt werden. Das bedeutet, daß bei einer (aus Experimenten ermittelten) Abbrandwärme von 2800 kJ/kg rund 1400 kg bzw. 2400 kg an Materialgemisch geschmolzen und teilweise verdampft werden. Bei Lichtbögen im Strompfad können bei einer Brennspannung von 300 bis 400 V bis zu 100 MJ für die erste und 212 MJ für die zweite NET-Version in Wärme umgesetzt werden, wenn jeweils beide Spulenkreise schnell entladen werden. Maximale Energie von bis zu 84% der gesamten gespeicherten Torusenergie wird frei, wenn bei einem Lichtbogen im Strompfad des einen NET-TF-Kreises fälschlicher Weise der andere, der ungestörte Kreis entladen wird. Diese Schaltmöglichkeit sollte konstruktiv verhindert werden.

Innerhalb der Spulenwicklung wird der Lichtbogen vom Magnetfeld gegen eine Nachbarwindung gedrückt. Nach Durchschmelzen einer zweiten Windung brennt der Bogen zwischen denjenigen Elektroden, die maximale Spannungsdifferenz aufweisen. Der Betrieb von parallelen Lichtbögen ist bei der vorliegenden Anordnung mit einem nur geringen Abstand zwischen den einzelnen Lagen der Wicklung nicht möglich. Für eine kurze Zeit bildet sich ein Bogen aus, der mehrere Fußpunkte besitzt. In dieser Zeit, sofort nach dem Schmelzen der nächsten Windung, wird die Energie der vom Lichtbogen überbrückten Windung bzw. Windungen im Bogen umgesetzt. Die Brennspannung des Bogens nimmt nur unwesentlich zu. Sie ist in erster Linie durch die veränderten Randbedingungen wie Bogenverlängerung und veränderte interne Gasströmungen, mit teilweise transversaler Bogenanströmung, verursacht. Eine Strom- und folglich Leistungsvervielfachung ("multiple current arcing") tritt nicht auf. Das vorhandene transversale

Magnetfeld begünstigt zusätzlich den "Normal"-Brennzustand.

Die betrachteten äußeren Eingriffe in den Ablauf der Entladung des Magnetsystems wie Überbrückung des Bogens, Unterbrechung der Entladung und Reduzierung der Entladespannung unterhalb der Lichtbogenzündspannung, stellen nur bedingt Abhilfen zur Reduzierung der Lichtbogenenergie und folglich zur Reduzierung des Schadens am Magnetsystem dar:

- Das Überbrücken des Bogens mit einem Parallelwiderstand ist für praktische Zwecke nicht geeignet. Diese Maßnahme erfordert von vornherein genaue Kenntnis des Lichtbogenortes und der Lichtbogenparametern.
- Die Unterbrechung der Systementladung nach Detektion eines Bogens über einer Spule reduziert die Lichtbogenenergie. Der Bogen erlischt dadurch jedoch nicht. Er brennt mit gleicher Spannung weiter, bis nahezu die gesamte, bei der Entladung in die betroffene Induktivität zusätzlich eingekoppelte Energie vollständig in Wärme umgesetzt ist. Die I-U-Charakteristik des Lichtbogens bleibt von dieser Maßnahme unbeeinflußt.
- Die Reduzierung der Entladespannung selbst unter die Lichtbogenbrennspannung kann das Zünden von Lichtbögen nach Durchbrennen von Kurzschlüssen nicht verhindern. Es existiert kein Grenzwert für die Entladespannung von Magnetsystemen, unterhalb dessen Lichtbögen nach Durchbrennen von Kurzschlüssen nicht zünden können. Die betroffene Induktivität baut nach Öffnen des induktiven Kurzschlußkreises beliebige Spannungen auf, um den Stromfluß aufrechtzuerhalten. Das Schmelzen und Verdampfen des Kurzschlusses selbst trägt zusätzlich zur Reduzierung der elektrischen Festigkeit der Gasstrecke bei.

Schlußfolgerungen:

- Ein Lichtbogen kann thermisch auf direktem Wege als auch mechanisch über Stromerhöhung in Teilinduktivitäten das Magnetsystem gefährden.
- Lichtbögen, die frei über Induktivitäten brennen, reduzieren wegen ihrer geringen Brennspannung die Entladegeschwindigkeit dieser Induktivitäten sehr stark. Thermische und mechanische Überlastung von Komponenten sind möglich.
- Geringe Brennspannung des Lichtbogens bedeutet nicht automatisch geringe Lichtbogenenergie und geringe Zerstörung, denn eine vom Bogen überbrückte Spule lässt sich nicht entladen.
- Frei brennende Lichtbögen im Kryostaten können sich wegen ihrer Wander- und

Springfähigkeit auf empfindlichen Komponenten wie z. B. Kabel- und Rohrleitungen festsetzen und diese zerstören.

- *Die Reduzierung der Entladespannung kann Lichtbögen infolge von Durchschlägen verhindern. Sie bietet jedoch keinen allgemeinen Schutz vor Lichtbögen.*
- *Die Unterbrechung der Entladung stoppt die weitere Energieeinkopplung in den Lichtbogenkreis, sie bewirkt jedoch kein Löschen des Bogens. Zusätzlich kann sich nach der Entladungsunterbrechung die Ursache für die Entladung zu einem Schaden entwickeln.*
- *Eine Strom- und Leistungsvervielfachung bei Lichtbögen innerhalb einer Spule ("multiple current arcing") tritt nicht auf.*

Aus den Schlußfolgerungen zum Systemverhalten im Störfall und dem Lichtbogenverhalten im System lassen sich Empfehlungen für den Entwurf von großen supraleitenden Magnetsystemen ableiten.

Empfehlungen für den Entwurf zukünftiger Magnetsysteme:

- Die Spulen sollten mechanisch mindestens für das $(1 + k_{Sp})$ fache des Betriebsstroms ausgelegt werden, und zwar für beide Fälle, wenn der restliche Torus a) auf Strom Null und b) auf Nennstrom steht.
- Die Spulenzwischenstruktur sollte mechanisch mindestens für das $\sqrt{1 + k_{Sp}}$ fache des Betriebsstroms ausgelegt werden.
- Zusätzliche Struktur zur Aufnahme radial nach außen gerichteter Kräfte an den Spulen sollte vorgesehen werden. Ihre Auslegung erfolgt für das $\sqrt{k_{Sp}}$ fache des Nominalstroms.
- Die Spule sollte thermisch das $(1 + k_{Sp})$ fache ihrer Energie beim Betriebsstrom ohne Schädigung aufnehmen können.
- Alle im Kryostaten befindlichen elektrisch leitenden Komponenten sollten vollständig isoliert werden.
- Die Hauptstromzuführungen der Spulen sollten thermisch so ausgelegt werden, daß sie beim Zusammenbruch ihres Isoliervakuums den Strom für die Zeit einer langsamem Systementladung tragen können.

- Die Verbindung der Spulenwicklung mit den Stromzuführungen sollte redundant ausgeführt werden.
- Bei geteilten Spulenkreisen sollte die Möglichkeit, beide Kreise unabhängig voneinander zu schalten, konstruktiv verhindert werden.

Diese Zusammenfassung stellt einen ersten Schritt zu einer umfassenden Liste von sicherheitsrelevanten Empfehlungen für den Magnetentwurf dar. Sie soll aus weiteren, notwendigen Untersuchungen, wie z. B. im Bereich mechanischer Spannungsanalysen und Analysen zur thermischen Fehlerausbreitung, ergänzt und evtl. in einzelnen Punkten modifiziert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Fiege, A., Gulden, W., Kramer, W.:
Zur Sicherheit künftiger Fusionsanlagen, KfK-Nachrichten, Jahrgang 19,
1/87, S. 3-10
- [2] Arendt, F., Komarek, P.:
Potential failures and hazards in superconducting magnet systems for fusion
reactors, Nuclear Technology/Fusion, Vol.1, Oct.1981, S.552-569
- [3] Hsieh, S. Y., Laverick, C., Powell, J. R., Reich, M.:
Safety and reliability in superconducting fusion magnet systems, Cryogenics,
October 1980, S.575-568
- [4] Hsieh, S. Y., Allinger, J., Danby, G., Keane, J., Powell, J., Prodell, A.:
A Survey of Failure Experience in Existing Superconducting Magnet Systems
and its Relevance to Fusion Power Reactors, MAG-13, 1977, S.90-93
- [5] Kramer, W.:
Critical Safety Issues in the Design of Fusion Machines, Fusion Engineering
and Design, 14, 1991, S.49-63
- [6] Next European Torus, Status Report, NET Report 51, 1985, und NET
Report 84, 1987
- [7] Thome, R. J., Czirr, J.B., Schulz, J. H.:
Survey of Selected Magnet Failures and Accidents, Fusion Technology 10,
11/1986, S.1216-1222
- [8] Jüngst, K. P.:
Zur Sicherheit von supraleitenden Magnetsystemen für die Fusion, KfK
Nachrichten 19, 1/87, S.31-36
- [9] Kraus, H. G., Jones, J. L.:
Hybrid Finite Difference / Finite Element Solution Method Development for
Non-Linear Superconducting Magnet and Electrical Circuit Breakdown
Transient Analyses, Int. J. for Numerical Methods in Engineering, Vol. 23,
1986, S.1003-1022
- [10] Herring, J. S., Jüngst, K.-P., Jones, J. L., Kraus, H. G.:
MSCAP Simulations of TESPE Magnet Safety Transients, Proc. 8th Topical
Meeting on Technology of Fusion Energy, Salt Lake City, Utah, Oct.1988,
Fusion Technology, Vol. 15, 1989, S.945-950
- [11] Sackett, S. J.:
EFFI- a Code for Calculating the Electromagnetic Field, Force, and
Inductance in Coil Systems of Arbitrary Geometry, UCRL-52402, 1978

- [12] Raff, S., Wehner, E.:
KfK Primärbericht, 1990, unveröffentlicht
- [13] v. Engel, A., Steenbeck, M.:
Elektrische Gasentladungen, Ihre Physik und Technik, Springer Verlag, Berlin, 1934
- [14] Finkelnburg, W., Maecker, H.:
Elektrische Bögen und thermisches Plasma, in Flügge, S. (Herausgeber), Handbuch der Physik, Gasentladungen II, Bd. 22, Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1956, S.254-444
- [15] Mayr, O.:
Beiträge zur Theorie des statischen und dynamischen Lichtbogens, Archiv für Elektrotechnik, Bd. 37, 1943, S.588-608
- [16] Cobine, J. D.:
Gaseous Conductor, Theory and Engineering Applications, Dover Publications, New-York, 1958
- [17] Maecker, H.:
Der elektrische Lichtbogen, in Flügge, S. und Trendelenburg, F. (Herausgeber), Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Band 25, Springer Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1951, S.293-358
- [18] Maecker, H.:
Über die Charakteristiken zylindrischer Bögen, Z. f. Physik, 157, 1959, S.1-29
- [19] Maecker, H.:
Messung und Auswertung von Bogencharakteristiken (Ar, N₂), Zeitschrift für Physik, 158, 1959, S.392-404
- [20] Kuhnert, E.:
Über die Lichtbogenwanderung in engen Spalten bei Stromstärken von 20000 Ampere bis 200000 Ampere, Diss. Braunschweig, 1957
- [21] Eidinger, A., Rieder, W.:
Das Verhalten des Lichtbogens im transversalen Magnetfeld, Archiv für Elektrotechnik, 43, 1957, S. 94-113
- [22] Fischer, E.:
Zur Untersuchung des Verhaltens eingeschlossener und freibrennender Bogenentladungen unter dem Einfluß transversaler Magnetfelder und Gasströmungen, Diss. Aachen 1967

- [23] Flükiger, R. at al.:
An A15 Conductor Design and its Implications for the NET-II TF Coils,
KfK-Report 3937, 1985
- [24] Flükiger, R., Jeske, U., Komarek, P., Nyilas, A., Turowski, P., Ulbricht, A.:
Status of the Development of the KfK NET Toroidal Field Conductor, Proc.
15th Symp. on Fusion Technology, Utrecht, 1988, S.1589-1595
- [25] Hicks, J. B.:
Toroidal Field Power Supply and Protection Circuits for NET, Culham
Laboratory Report No 167/84/FU-UK/NET
- [26] Hoyaux, M. F.:
Arc Physics, Applied Physics and Engineering, An International Series, Vol.
8, Springer Verlag, 1968
- [27] Jüngst, K.-P. at al.:
Superconducting Torus TESPE at Design Values. Proc. 9th Int. Conf. on
Magnet Technology, Zürich, 1985, S.36-39
- [28] Elenbaas, W.:
Ähnlichkeitgesetze der Hochdruckentladung, Physica, Bd. 2, 1935, S.169-182
- [29] Rieder, W.:
Plasma und Lichtbogen, Vieweg Verlag, 1967
- [30] Dustmann, C. H.:
TESPE, a Small Superconducting Compact Torus, Proc. 7th Sysmp. on
Engineering Problems of Fusion Research, Knoxville, USA, 1977, S.339-342
- [31] Jüngst, K.-P.:
TESPE, ein supraleitender Torus, KfK-Nachrichten, 16/3, 1984, S.136-144
- [32] Jüngst, K.-P.:
Operation Experience With a 3-Coil Arrangement of the TESPE
Superconducting Torus, Proc. 13th Symp. on Fusion Technology, Varese,
Italy, 1984, S.1469-1474
- [33] Beard, D. S., Klose, W., Shimamoto, S., Vecsey, G. (Editors):
The IEA Large Coil Task. Development of Superconducting Toroidal Field
Magnets for Fusion Power, J. Fusion Engineering and Design 7, 1988
- [34] Müller, W.:
Der Ablauf einer elektrischen Drahtexplosion, mit Hilfe der Kerr-Zellen-
Kamera untersucht, Z. für Physik, Bd.149, 1957, S.397-411

- [35] Fünfer, E., Keilhacker, M., Lehner, G.:
Zum Mechanismus von Drahtexplosionen, Z. für angewandte Physik, Bd. 10, Heft 4, 1958, S.157-162
- [36] Neumann, K.-K., Salge, J., Brilka, R., Redeker, T.:
Elektrische Drahtexplosionen bei konstantem Strom mit induktiver Energiespeicherung, Z. f. angewandte Physik, Bd. 28, Heft 2, 1969, S.65-70
- [37] Salge, J.:
Drahtexplosionen in induktiven Stromkreisen, Habilitation, Braunschweig, 1971
- [38] Phillipow, E. (Herausgeber):
Taschenbuch Elektrotechnik, Bd. 2, Starkstromtechnik, VEB Verlag Technik, zweite Aufl., Berlin, 1963
- [39] Müller, L.:
Wanderungsvorgänge von kurzen Hochstromlichtbögen im eigenerregten Magnetfeld zwischen ruhenden Laufschienen und zwischen sich trennenden Kontaktstücken, Diss. Braunschweig, 1957
- [40] Angelopoulos, M.:
Über magnetisch schnell fortbewegte Gleichstrom-Lichtbögen, ETZ-A, Bd. 79, Heft 16, 1958, S.572-576
- [41] Guile, A. E., Secker, P. E.:
Arc Movement in a Magnetic Field, J. of Applied Physics, vol. 29, Nr. 12, 1958, S.1662-1667
- [42] Lewis, T. J., Secker, P. E.:
Influence of the Cathode Surface on Arc Velocity, J. of Applied Physics, vol. 32, Nr. 1, 1961, S.54-64
- [43] Hesse, D.:
Über den Einfluß des Laufschienenfeldes auf die Ausbildung und Bewegung von Lichtbogenfußpunkten, Diss. Darmstadt, 1959
- [44] Salge, J.:
Über die Wanderung von Hochstromlichtbögen in engen Spalten bei Unterdruck, Diss. Braunschweig, 1963
- [45] Kruckewitt, W.:
Über den Plasmatransport, die Temperatur- und die Stromdichteverteilung in wandernden Hochstromlichtbögen, Diss. Braunschweig, 1965

- [46] Rauchschindel, G.:
Über den zwischen parallelen Kupferschienen wandernden Gleichstrombogen bei Luftdrücken von 760...1 Torr, Diss. Darmstadt, 1963
- [47] Gessner, K. L.:
Die Unterteilung wandernder Gleichstrombögen durch Bleche quer zur Bogenachse, Diss. Darmstadt, 1962
- [48] Schröder, K.-H.:
Das Abbrandverhalten öffnender Kontaktstücke bei Beanspruchung durch magnetisch abgelenkte Starkstromlichtbögen, Diss. Braunschweig, 1967
- [49] Hofmann, R.:
Untersuchungen zum Verhalten von Lichtbögen in engen Kanälen, Diss. Darmstadt, 1970
- [50] Sauter, K.:
Das Temperatur- und Strömungsfeld in einem wandstabilisierten, magnetisch abgelenkten Bogen, Z. für Naturforschung, Bd. 24a, Heft 7, 1969, S.1694-1706
- [51] Raeder, J. P.:
Über die Verschiebung zylindrischer Lichtbögen ohne Materialbewegung, Diss. TU München, 1967
- [52] Jüngst, K.-P., Leppelmeier, G., Geiger, W., Komarek, P., Steeves, M. M.:
First Results of the TESPE-S Magnet System Safety Experiments, Proc. of the 14th Symp. on Fusion Technology, Avignon, 1986, S.1759-1764
- [53] Geiger, W., Jüngst, K.-P.:
Buckling Calculations and Measurements on a Technologically Relevant Toroidal Magnet System, J. of Applied Mechanics, Vol. 58, 1991, S.167-174
- [54] Henning, C. D.:
Reliability of Large Suprconducting Magnets Through Design, IEEE Trans. Magn. Vol. 17, 1981, S.618-625
- [55] Bessette, D., Ciazynski, D., Duchateau, J. L., Riband, P., Turck, B.:
Story of Damaged BT 17 Coil of the Superconducting Magnet of TORE SUPRA, 16th Symp. on Fusion Technology, London, 1990
- [56] Tsukamoto, O., Iwasa, Y.:
Arc Extinction Voltage Between Copper Electrodes in Liquid Helium - Application to the High-Voltage Discharge of Superconducting Magnets, ICEC/ICMC-9, Kobe, Japan, May 11-14, 1982

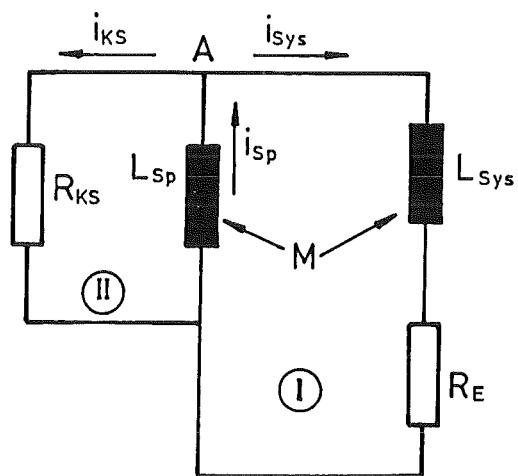
- [57] Thome, R. J. at al.:
Safety and Protection for Large Scale Superconducting Magnets, MIT-Report
FY 1982, PFC/RR-83-12, DOE/ET/51013-81 UC20
- [58] Thome, R. J. at al.:
Safety and Protection for Large Scale Superconducting Magnets, MIT-Report
FY 1983, PFC/RR-83-33, DOE/ET/51013-104
- [59] Lick, W. J., Emmons, H. W.:
Transport Properties of Helium from 200 to 50000 K, Harvard University
Press, Cambridge, Massachusetts, 1965
- [60] Hackmann, J.:
Experimentelle Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit von Edelgas-
plasmen unter Normalsdruck im Temperaturbereich zwischen 15000 K und
25000 K, Diss. Aachen, 1971
- [61] Uhlenbusch, J., Fischer, E., Hackmann, J.:
Experimentelle und theoretische Untersuchungen von Nichtgleichgewichts-
effekten an stationären Heliumplasmen unter Normalsdruck, Z. für Physik,
Bd. 238, 1970, S.404-420
- [62] Wilson, W. R.:
High-Current Arc Erosion of Electric Contact Materials, Transaction of
AEEI, 74, 1955, S.657-664
- [63] Wilson, M., N.:
Superconducting Magnets, Monographs on Cryogenics, Clarendon Press
Oxford, 1983
- [64] Schneider, Th.:
Ausbreitung normalleitender Zonen in badgekühlten, supraleitenden Spulen,
Diss. Karlsruhe, 1985
- [65] Funaki, K. at al.:
Normal-Zone Propagation Inside a Layer and Between Layers in a Super-
conducting Coil, IEEE Transaction on Magnetics, Vol.23, No 2, 1987, S.1561-
1564
- [66] Meyder, R., Private Mitteilungen, KfK, 1990
- [67] Scherer, M., Turowski, P.:
Investigation of the Propagation Velocity of a Normal-Conducting Zone in
Technical Superconductors, Cryogenics, Sept.1978, S.515-520
- [68] Kramer, W., Meyder, R., Jüngst, K.-P., Kronhardt, H.:
KfK-Primärbericht, unveröffentlicht, 1990

- [69] Mitchell, N., Bottura, L.:
Design Basis for the Toroidal Field Coils, The NET Team, N/P3510/2/D,
1990
- [70] Mitchell, N., Bottura, L.:
The Choice of Conductor for the NET Superconducting Coils, The NET
Team, N/R/3500/10/A, 1990
- [71] Cheverev, N. S., at al.:
T-15 Results: Testing of Systems and Parts, Proceeding of 15th Symp. on
Fusion Technology, Utrecht, 1988, S.356-360
- [72] Maurer, W., Private Mitteilungen, KfK, 1989
- [73] Palacin, A. C.:
Numerische Simulation von Edelgas-Hochdruck-Kurzbogenlampen, Diss.
Karlsruhe, 1988
- [74] Uhlenbusch, J.:
Zur Theorie und Berechnung stationärer und quasistationärer zylindrischer
Lichtbögen, Diss. Aachen, 1962
- [75] Emmons, H.W.:
Arc Measurement of High-Temperature Gas Transport Properties, Journal
The Physics of Fluids, Vol. 10, No 6, 1967, S.1125-1136

A N H A N G

A0: Allgemeine Lösung des DGL-Systems für den TESPE-Spulenkreis mit einem Kurzschluß über einer Spule

Ersatzschaltbild des TESPE-Kreises



Differentialgleichungssystem:

$$I: \frac{di_{Sys}}{dt} L_{Sys} + \frac{di_{Sp}}{dt} L_{Sp} + \frac{di_{Sys}}{dt} M + \frac{di_{Sp}}{dt} M + i_{Sys} R_E = 0$$

$$II: \frac{di_{Sp}}{dt} L_{Sp} + \frac{di_{Sys}}{dt} M + i_{KS} R_{KS} = 0$$

$$A: -i_{Sys} + i_{Sp} - i_{KS} = 0$$

Lösungsgleichungen des DGL-Systems:

$$i_{\text{Sys}}(t) = I_0 \cdot \left(\frac{1 - B}{A - B} \right) \cdot e^{-r_1 \cdot t} + I_0 \cdot \left(\frac{1 - A}{B - A} \right) \cdot e^{-r_2 \cdot t}$$

$$I_{\text{Sp}}(t) = I_0 \cdot A \cdot \left(\frac{1 - B}{A - B} \right) \cdot e^{-r_1 \cdot t} + I_0 \cdot B \cdot \left(\frac{1 - A}{B - A} \right) \cdot e^{-r_2 \cdot t}$$

$$I_{\text{KS}}(t) = I_0 \cdot (A - 1) \left(\frac{1 - B}{A - B} \right) + I_0 \cdot (B - 1) \left(\frac{1 - A}{B - A} \right) \cdot e^{-r_2 \cdot t}$$

mit den Konstanten **A** und **B**:

$$A = \frac{R_{\text{KS}} + M \cdot r_1}{R_{\text{KS}} + L_{\text{Sp}} \cdot r_1} \quad B = \frac{R_{\text{KS}} - M \cdot r_2}{R_{\text{KS}} - L_{\text{Sp}} \cdot r_2}$$

Die Exponenten r_1 und r_2 sind Lösungen der charakteristischen Gleichungen und Kehrwerte der Entladezeitkonstanten:

$$r_{1,2} = \frac{- \left(\frac{L_{\text{ges}}}{L_{\text{Sp}}} R_{\text{KS}} + R_E \right) \pm \sqrt{\left(\frac{L_{\text{ges}}}{L_{\text{Sp}}} R_{\text{KS}} + R_E \right)^2 - 4 \cdot R_E R_{\text{KS}} \cdot \frac{L_{\text{eff}}}{L_{\text{Sp}}}}}{2 \cdot L_{\text{eff}}}$$

mit den Induktivitäten L_{eff} und L_{ges} :

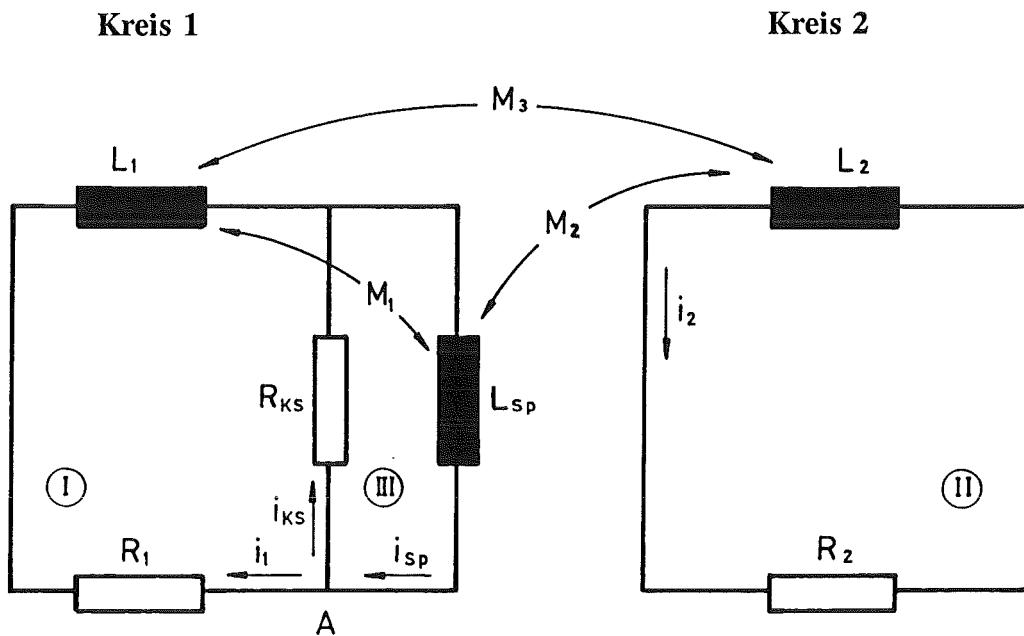
$$L_{\text{eff}} = L_{\text{Sys}} - \frac{M^2}{L_{\text{Sp}}} , \quad \text{der effektiven Entladeinduktivität des 5-Spulen-Kreises}$$

und

$$L_{\text{ges}} = L_{\text{Sys}} + L_{\text{Sp}} + 2 \cdot M , \quad \text{der gesamten Induktivität des Torus.}$$

A1: Allgemeine Lösung des DGL-Systems für zwei gekoppelte Spulenkreise mit einem Kurzschluß über einer Spule in Kreis 1

Ersatzschaltbild für das NET-TF-System:



Differentialgleichungssystem:

$$I: \frac{di_1}{dt} L_1 + \frac{di_{sp}}{dt} M_1 + \frac{di_2}{dt} M_3 + \frac{di_{sp}}{dt} L_{sp} + \frac{di_2}{dt} M_2 + \frac{di_1}{dt} M_1 + i_1 R_1 = 0$$

$$II: \frac{di_2}{dt} L_2 + \frac{di_1}{dt} M_3 + \frac{di_{sp}}{dt} M_2 + i_2 R_2 = 0$$

$$III: \frac{di_{sp}}{dt} L_{sp} + \frac{di_1}{dt} M_1 + \frac{di_2}{dt} M_2 + i_{KS} R_{KS} = 0$$

$$A: -i_1 + i_{sp} - i_{KS} = 0$$

Lösungsgleichungen des DGL-Systems:

$$i_1(t) = I_0 \cdot (A \cdot e^{r_1 t} + B \cdot e^{r_2 t} + C \cdot e^{r_3 t})$$

$$i_{\text{Sp}}(t) = I_0 \cdot (m_1 \cdot A \cdot e^{r_1 t} + m_2 \cdot B \cdot e^{r_2 t} + m_3 \cdot C \cdot e^{r_3 t})$$

$$i_{\text{KS}}(t) = I_0 \cdot \left((m_1 - 1) \cdot A \cdot e^{r_1 t} + (m_2 - 1) \cdot B \cdot e^{r_2 t} + (m_3 - 1) \cdot C \cdot e^{r_3 t} \right)$$

$$i_2(t) = I_0 \cdot (n_1 \cdot A \cdot e^{r_1 t} + n_2 \cdot B \cdot e^{r_2 t} + n_3 \cdot C \cdot e^{r_3 t})$$

mit den Konstanten **A**, **B** und **C**:

$$A = \frac{1 - m_2 \cdot F_1 + m_3 \cdot (F_1 - 1)}{m_1 - m_2 \cdot F_2 + m_3 \cdot (F_2 - 1)}$$

$$B = F_1 - F_2 \cdot A$$

$$C = (1 - F_1) + A \cdot (F_2 - 1)$$

und den Abkürzungen

$$F_1 = \frac{\frac{1}{n_3} - 1}{\frac{n_2}{n_3} - 1}; \quad F_2 = \frac{\frac{n_1}{n_3} - 1}{\frac{n_2}{n_3} - 1}$$

$$n_1 = \frac{M_2 \cdot r_1 \cdot (M_1 \cdot r_1 - R_{\text{KS}}) - M_3 \cdot r_1 \cdot (L_{\text{Sp}} \cdot r_1 + R_{\text{KS}})}{(L_2 \cdot r_1 + R_2)(L_{\text{Sp}} \cdot r_1 + R_{\text{KS}}) - M_2^2 \cdot r_1^2}$$

$$n_2 = \frac{M_2 \cdot r_2 \cdot (M_1 \cdot r_2 - R_{KS}) - M_3 \cdot r_2 \cdot (L_{Sp} \cdot r_2 + R_{KS})}{(L_2 \cdot r_2 + R_2)(L_{Sp} \cdot r_2 + R_{KS}) - M_2^2 \cdot r_2^2}$$

$$n_3 = \frac{M_2 \cdot r_3 \cdot (M_1 \cdot r_3 - R_{KS}) - M_3 \cdot r_3 \cdot (L_{Sp} \cdot r_3 + R_{KS})}{(L_2 \cdot r_3 + R_2)(L_{Sp} \cdot r_3 + R_{KS}) - M_2^2 \cdot r_3^2}$$

$$m_1 = - \frac{M_3}{M_2} - n_1 \cdot \frac{L_2 \cdot r_1 + R_2}{M_2 \cdot r_1}$$

$$m_2 = - \frac{M_3}{M_2} - n_2 \cdot \frac{L_2 \cdot r_2 + R_2}{M_2 \cdot r_2}$$

$$m_3 = - \frac{M_3}{M_2} - n_3 \cdot \frac{L_2 \cdot r_3 + R_2}{M_2 \cdot r_3}$$

Die Exponenten r_1 , r_2 und r_3 sind Lösungen der charakteristischen Gleichung; sie werden für den gegebenen Fall numerisch bestimmt:

$$\begin{aligned} 0 &= r^3 \cdot L_{Sp} \cdot \left(L_{1\text{eff}} L_{2\text{eff}} - \left(M_3 - \frac{M_1 M_2}{L_{Sp}} \right)^2 \right) + \\ &+ r^2 \cdot \left(R_{KS} L_2 L_K + R_2 L_{Sp} L_{1\text{eff}} + R_1 L_{Sp} L_{2\text{eff}} - R_{KS} \cdot (M_2 + M_3)^2 \right) + \\ &+ r \cdot (R_{KS} R_2 L_K + R_1 \cdot (L_2 R_{KS} + L_{Sp} R_2)) + R_1 R_2 R_{KS} \end{aligned}$$

mit

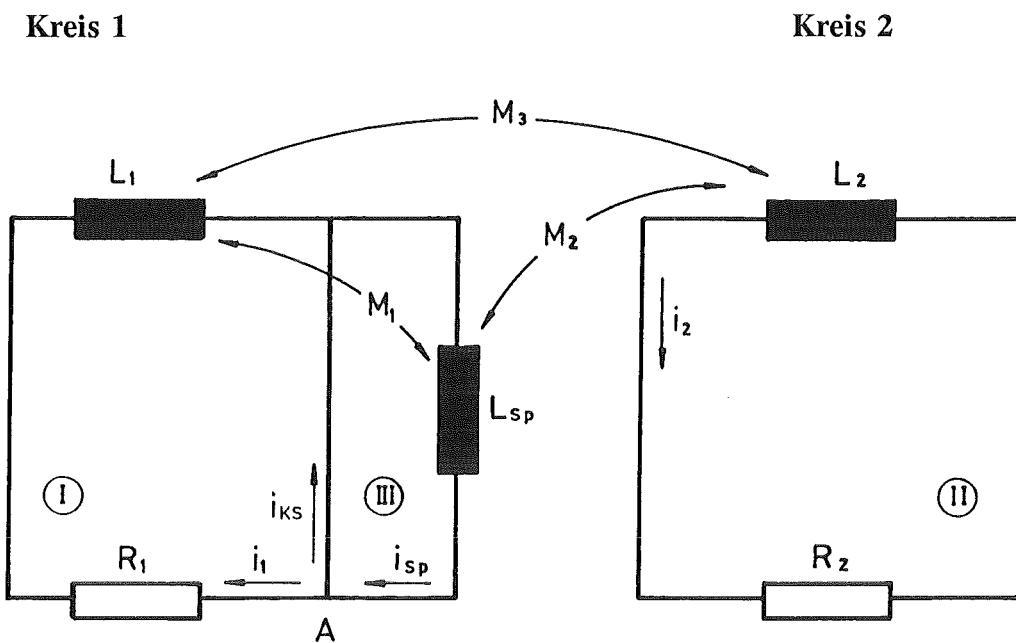
$$L_{K1} = L_1 + L_{Sp} + 2 \cdot M_1 \quad = \text{gesamte Induktivität des Kreises 1}$$

$$L_{1\text{eff}} = L_1 - \frac{M_1^2}{L_{Sp}} \quad = \text{effektive Induktivität des 7-Spulen-Teilkreises}$$

$$L_{2\text{eff}} = L_2 - \frac{M_2^2}{L_{Sp}} \quad = \text{effektive Induktivität des Kreises 2}$$

A2: Lösung der Differentialgleichungen für die gekoppelten NET-TF-Spulenkreise mit einem Kurzschluß über einer Spule für den Kurzschlußwiderstand $R_{KS} = 0$ (Theoretischer Fall zur Bestimmung der Grenzwerte)

Ersatzschaltbild:



Differentialgleichungssystem:

$$I: \frac{di_1}{dt} L_1 + \frac{di_{sp}}{dt} M_1 + \frac{di_2}{dt} M_3 + i_1 R_1 = 0$$

$$II: \frac{di_2}{dt} L_2 + \frac{di_1}{dt} M_3 + \frac{di_{sp}}{dt} M_2 + i_2 R_2 = 0$$

$$III: \frac{di_{sp}}{dt} L_{sp} + \frac{di_1}{dt} M_1 + \frac{di_2}{dt} M_2 = 0$$

$$A: -i_1 + i_{sp} - i_{KS} = 0$$

Lösungsgleichungen des DGL-Systems:

$$i_1(t) = I_0 \cdot \left(A \cdot e^{r_1 \cdot t} + (1 - A) \cdot e^{r_2 \cdot t} \right)$$

$$i_2(t) = I_0 \cdot \left(-m_1 \cdot A \cdot e^{r_1 \cdot t} - m_2 \cdot (1 - A) \cdot e^{r_2 \cdot t} \right)$$

$$\begin{aligned} i_{\text{sp}}(t) = I_0 \cdot & \left(A \cdot \left(m_1 \cdot \frac{M_2}{L_{\text{sp}}} - \frac{M_1}{L_{\text{sp}}} \right) \cdot e^{r_1 \cdot t} + \right. \\ & \left. + (1 - A) \cdot \left(m_2 \cdot \frac{M_2}{L_{\text{sp}}} - \frac{M_1}{L_{\text{sp}}} \right) \cdot e^{r_2 \cdot t} + \left(1 + \frac{M_1 + M_2}{L_{\text{sp}}} \right) \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i_{\text{KS}}(t) = I_0 \cdot & \left(A \cdot \left(m_1 \cdot \frac{M_2}{L_{\text{sp}}} - \frac{M_1}{L_{\text{sp}}} - 1 \right) \cdot e^{r_1 \cdot t} + \right. \\ & \left. + (1 - A) \cdot \left(m_2 \cdot \frac{M_2}{L_{\text{sp}}} - \frac{M_1}{L_{\text{sp}}} - 1 \right) \cdot e^{r_2 \cdot t} + \left(1 + \frac{M_1 + M_2}{L_{\text{sp}}} \right) \right) \end{aligned}$$

mit der Konstanten A:

$$A = \frac{1 + m_2}{m_2 - m_1}$$

und den Abkürzungen m_1 und m_2 :

$$m_1 = \frac{\left(L_1 - \frac{M_1^2}{L_{\text{sp}}} \right) \cdot r_1 + R_1}{\left(M_3 - \frac{M_1 M_2}{L_{\text{sp}}} \right) \cdot r_1}; \quad m_2 = \frac{\left(L_1 - \frac{M_1^2}{L_{\text{sp}}} \right) \cdot r_2 + R_1}{\left(M_3 - \frac{M_1 M_2}{L_{\text{sp}}} \right) \cdot r_2}$$

Die Exponenten r_1 und r_2 sind Wurzeln der entsprechenden charakteristischen Gleichung und negativer Kehrwert der Zeitkonstanten; sie ergeben sich zu:

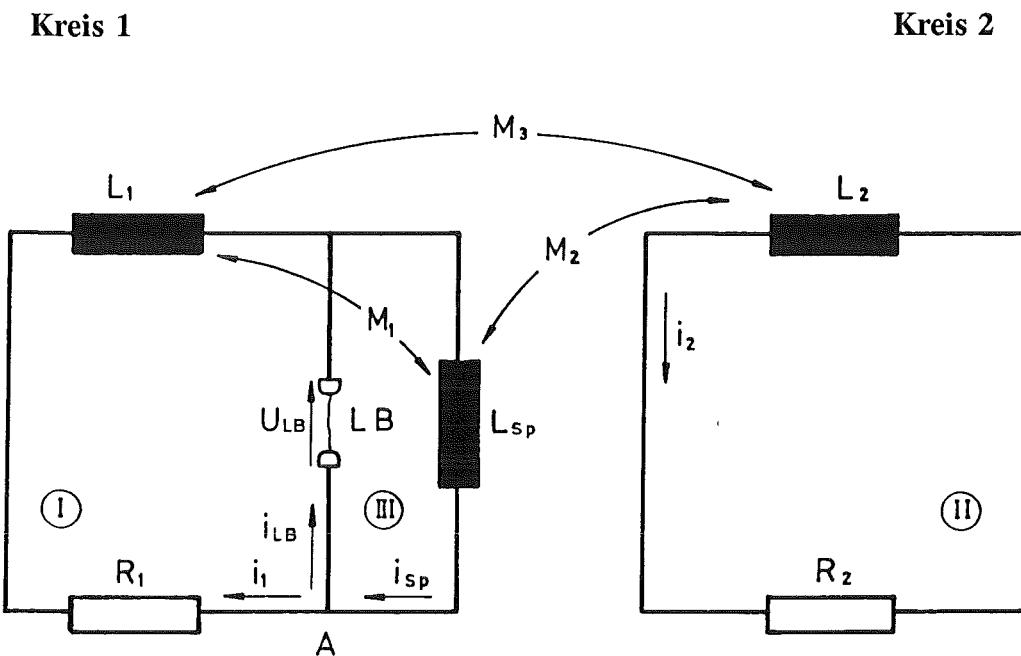
$$r_{1,2} = \frac{- \left(\left(L_1 - \frac{M_1^2}{L_{\text{Sp}}} \right) \cdot R_2 + \left(L_2 - \frac{M_2^2}{L_{\text{Sp}}} \right) \cdot R_1 \right) \pm AB}{2 \cdot \left(\left(L_1 - \frac{M_1^2}{L_{\text{Sp}}} \right) \left(L_2 - \frac{M_2^2}{L_{\text{Sp}}} \right) - \left(M_3 - \frac{M_1 M_2}{L_{\text{Sp}}} \right)^2 \right)}$$

mit \mathbf{AB} als:

$$AB = \sqrt{\left(\left(L_1 - \frac{M_1^2}{L_{\text{Sp}}} \right) \cdot R_2 - \left(L_2 - \frac{M_2^2}{L_{\text{Sp}}} \right) \cdot R_1 \right)^2 + 4 \cdot R_1 R_2 \cdot \left(M_3 - \frac{M_1 M_2}{L_{\text{Sp}}} \right)^2}$$

A3: Lösung der Differentialgleichungen für zwei gekoppelte Spulenkreise mit einem Lichtbogen über einer Spule in Kreis 1 unter Annahme einer stromunabhängigen Lichtbogenspannung

Ersatzschaltbild:



Differentialgleichungssystem:

$$I: \frac{di_1}{dt} L_1 + \frac{di_{sp}}{dt} M_1 + \frac{di_2}{dt} M_3 + \frac{di_{sp}}{dt} L_{sp} + i_1 R_1 + U_{LB} = 0$$

$$II: \frac{di_2}{dt} L_2 + \frac{di_1}{dt} M_3 + \frac{di_{sp}}{dt} M_2 + i_2 R_2 = 0$$

$$III: \frac{di_{sp}}{dt} L_{sp} + \frac{di_1}{dt} M_1 + \frac{di_2}{dt} M_2 + U_{LB} = 0$$

$$A: i_{LB}(t) = i_{sp}(t) - i_1(t)$$

Lösungsgleichungen für $i_1(t)$, $i_2(t)$ und $i_{Sp}(t)$ bzw. $i_{LB}(t)$:

$$i_1(t) = I_0 \cdot (C_1 \cdot e^{r_1 \cdot t} + C_2 \cdot e^{r_2 \cdot t}) + \frac{U_{LB}}{R_1} \cdot \left(1 - \frac{M_1}{L_{Sp}}\right)$$

$$i_2(t) = I_0 \cdot (-a \cdot C_1 \cdot e^{r_1 \cdot t} - b \cdot C_2 \cdot e^{r_2 \cdot t}) + \frac{U_{LB}}{R_2} \cdot \frac{M_2}{L_{Sp}}$$

$$i_{Sp}(t) = I_0 \cdot \left\{ 1 + \left(\frac{M_1}{L_{Sp}} - a \cdot \frac{M_2}{L_{Sp}} \right) \cdot C_1 + \left(\frac{M_1}{L_{Sp}} - b \cdot \frac{M_2}{L_{Sp}} \right) \cdot C_2 - \left(\frac{M_1}{L_{Sp}} - a \cdot \frac{M_2}{L_{Sp}} \right) \cdot C_1 \cdot e^{r_1 \cdot t} - \left(\frac{M_1}{L_{Sp}} - b \cdot \frac{M_2}{L_{Sp}} \right) \cdot C_2 \cdot e^{r_2 \cdot t} \right\} - \frac{U_{LB}}{L_{Sp}} \cdot t$$

$$i_{LB}(t) = I_0 \cdot \left\{ 1 + \left(\frac{M_1}{L_{Sp}} - a \cdot \frac{M_2}{L_{Sp}} \right) \cdot C_1 + \left(\frac{M_1}{L_{Sp}} - b \cdot \frac{M_2}{L_{Sp}} \right) \cdot C_2 - \left(\frac{M_1}{L_{Sp}} - a \cdot \frac{M_2}{L_{Sp}} - 1 \right) \cdot C_1 \cdot e^{r_1 \cdot t} - \left(\frac{M_1}{L_{Sp}} - b \cdot \frac{M_2}{L_{Sp}} - 1 \right) \cdot C_2 \cdot e^{r_2 \cdot t} \right\} - \frac{U_{LB}}{R_1} \cdot \left(1 - \frac{M_1}{L_{Sp}} \right) - \frac{U_{LB}}{L_{Sp}} \cdot t$$

mit den Konstanten C_1 und C_2 :

$$C_1 = \frac{1+b}{b-a} - \frac{U_{LB}}{I_0} \cdot \frac{1}{b-a} \cdot \left(\frac{\left(1 - \frac{M_1}{L_{Sp}} \right) \cdot b}{R_1} + \frac{M_2}{L_{Sp} R_2} \right)$$

$$C_2 = 1 - \frac{1+b}{b-a} + \frac{U_{LB}}{I_0} \cdot \frac{1}{b-a} \cdot \left(\frac{\left(1 - \frac{M_1}{L_{Sp}} \right) \cdot a}{R_1} + \frac{M_2}{L_{Sp} R_2} \right)$$

Abkürzungen **a** und **b** stehen für:

$$a = \frac{\left(L_1 - \frac{M_1^2}{L_{Sp}} \right) \cdot r_1 + R_1}{\left(M_3 - \frac{M_1 M_2}{L_{Sp}} \right) \cdot r_1}; \quad b = \frac{\left(L_1 - \frac{M_1^2}{L_{Sp}} \right) \cdot r_2 + R_1}{\left(M_3 - \frac{M_1 M_2}{L_{Sp}} \right) \cdot r_2}$$

Die Exponenten r_1 und r_2 sind Lösungen der charakteristischen Gleichung; (sie sind bereits aus den Ausführungen zum Kurzschluß bekannt):

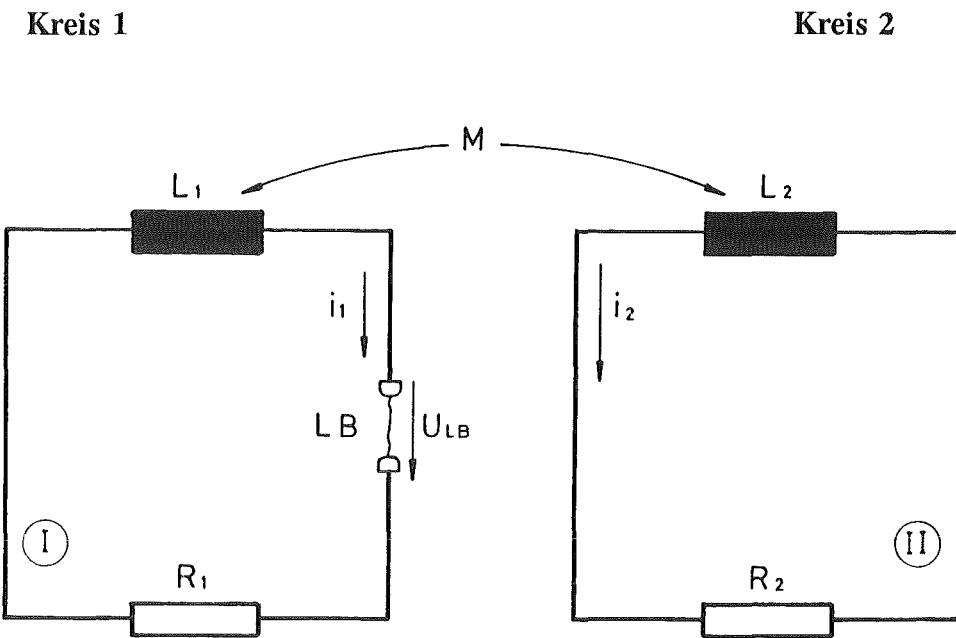
$$r_{1,2} = \frac{- \left((L_1 - \frac{M_1^2}{L_{Sp}}) \cdot R_2 + (L_2 - \frac{M_2^2}{L_{Sp}}) \cdot R_1 \right) \pm AB}{2 \cdot \left((L_1 - \frac{M_1^2}{L_{Sp}})(L_2 - \frac{M_2^2}{L_{Sp}}) - \left(M_3 - \frac{M_1 M_2}{L_{Sp}} \right)^2 \right)}$$

mit **AB** als Wurzelausdruck:

$$AB = \sqrt{\left((L_1 - \frac{M_1^2}{L_{Sp}}) \cdot R_2 - (L_2 - \frac{M_2^2}{L_{Sp}}) \cdot R_1 \right)^2 + 4 \cdot R_1 R_2 \cdot \left(M_3 - \frac{M_1 M_2}{L_{Sp}} \right)^2}$$

A4: Lösung der Differentialgleichungen für das gekoppelte NET-TF-System mit einem Lichtbogen im Strompfad des Kreises 1 unter Annahme stromunabhängiger Lichtbogenspannung

Ersatzschaltbild:



Beschreibendes Differentialgleichungssystem:

$$I: \frac{di_1}{dt} L_1 + \frac{di_2}{dt} M + i_1 R_1 + U_{LB} = 0$$

$$II: \frac{di_2}{dt} L_2 + \frac{di_1}{dt} M + i_2 R_2 = 0$$

Lösungsgleichungen für $i_1(t)$ und $i_2(t)$
 (Strom $i_1(t)$ ist gleichzeitig Lichtbogenstrom):

$$i_1(t) = I_0 \cdot \left(\frac{1-b}{a-b} \cdot e^{r_1 \cdot t} - \frac{a-1}{a-b} \cdot e^{r_2 \cdot t} \right) - \frac{U_{LB}}{R_1} \cdot \left(1 + \frac{b}{a-b} \cdot e^{r_1 \cdot t} - \frac{a}{a-b} \cdot e^{r_2 \cdot t} \right)$$

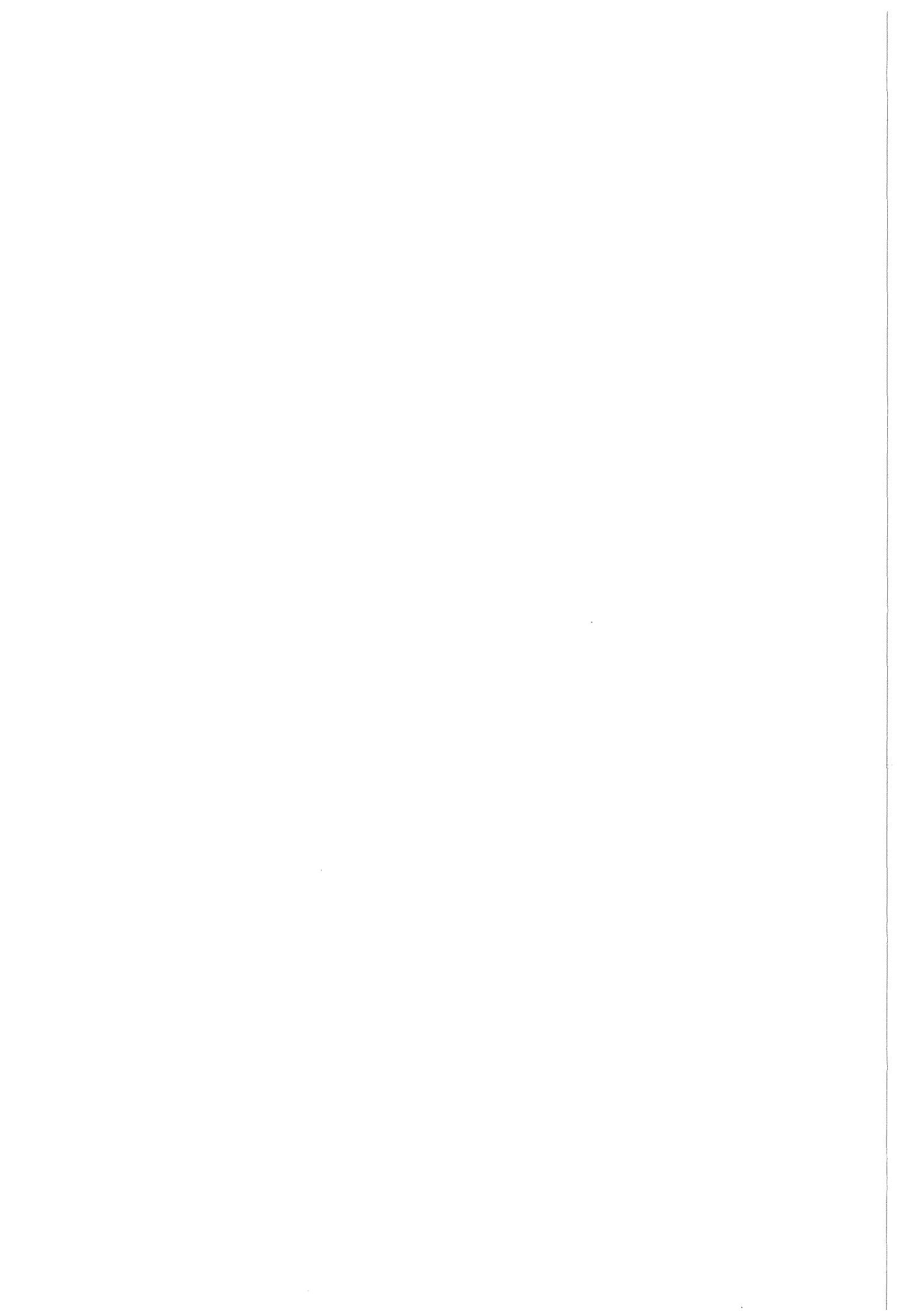
$$i_2(t) = I_0 \cdot \left(\frac{a \cdot (1-b)}{a-b} \cdot e^{r_1 \cdot t} - \frac{b \cdot (a-1)}{a-b} \cdot e^{r_2 \cdot t} \right) - \frac{U_{LB}}{R_1} \cdot \frac{a \cdot b}{a-b} \cdot \left(e^{r_1 \cdot t} - e^{r_2 \cdot t} \right)$$

mit den Abkürzungen **a** und **b**:

$$a = - \frac{L_1 \cdot r_1 + R_1}{M \cdot r_1} ; \quad b = - \frac{L_1 \cdot r_2 + R_1}{M \cdot r_2}$$

Die Exponenten r_1 und r_2 sind Lösungen der charakteristischen Gleichung und negativer Kehrwert der entsprechenden Zeitkonstanten:

$$r_{1,2} = \frac{- (L_1 R_2 + L_2 R_1) \pm \sqrt{ (L_1 R_2 - L_2 R_1)^2 + 4 \cdot R_1 R_2 M^2 }}{2 \cdot (L_1 L_2 - M^2)}$$



B.0 Der elektrische Lichtbogen und seine Charakteristik

Als elektrischer Lichtbogen wird im allgemeinen eine Gasentladung relativ hoher Stromstärke ($>1\text{ A}$) und niedriger Kathodenspannung bezeichnet. Die Kathodenfallspannung liegt zumindest für nicht zu hohe Ströme in der Größenordnung der Ionisierungsspannung des Entladegases und somit in der Regel unter 20 V. Die Vorgänge an der Kathode sind mitentscheidend für das Erscheinungsbild des Lichtbogens [13, 14]. Die Kathode und das ihr vorgelagerte Kathodenfallgebiet stellen durch die Lieferung der überwiegend den Stromtransport bewerkstelligenden Elektronen die Verbindung zwischen dem Stromkreis und der Bogensäule her. Die Auslösung der Elektronen aus der Kathode geschieht hauptsächlich durch die sogenannte Temperatur-Feld-Emission [29]. Danach werden die Elektronen durch die kombinierte Wirkung von Temperatur – thermische Emission, die infolge starker örtlicher Aufheizung der Kathode durch das sich anschließende Plasma der Säule einsetzt, – und des hohen elektrischen Feldes des Kathodenfallraumes – das Feld wird durch die hohe Raumladung unmittelbar vor der Kathode erzeugt – aus der Metalloberfläche ausgelöst und dem Säulenplasma als ionisierende Elektronen zugeführt.

Die Bogensäule ist ein annähernd im thermischen Gleichgewicht befindliches Plasma hoher Temperatur und ist nach außen hin quasineutral, d. h. die positiven und die negativen Raumladungen kompensieren sich. Die Bedingung des lokalen thermischen Gleichgewichts ist eine wesentliche Eigenschaft eines Hochdruckbogens [17], wonach die Plasmaleigenschaften eindeutige Funktionen der Temperatur sind, und zwar einer einheitlichen Temperatur für sämtliche Plasmateilchen. Das thermische Gleichgewicht setzt voraus, daß die innerhalb einer freien Weglänge eines Ladungsträgers aus dem elektrischen Feld aufgenommene Energie kleiner ist als die thermischen Energie des Teilchens, und daß die Temperaturänderung kleiner ist als die Temperatur selbst.

Die Elektronen werden im Plasma hauptsächlich durch thermische Ionisation erzeugt. Sie übertragen die im elektrischen Felde aufgenommene Überschußenergie unmittelbar durch Stöße auf die Gasatome und -ionen und heizen diese stark auf, so daß sich eine einheitliche Plasmatemperatur einstellt. Der hohen Plasmatemperatur entspricht eine bestimmte Ladungsträgerdichte.

Das Bogenplasma kann durch ein System von Differentialgleichungen beschrieben werden [14]. Als Schwierigkeiten bei der Lösung des Gleichungssystems erweisen sich in erster Linie die Komplexität der Randbedingungen und die vielfachen Verknüpfungen der einzelnen Zustandsgrößen in der Weise, daß die Änderung einer Größe sogleich die Änderung mehrerer anderer Größen zur Folge hat, und diese wieder auf die erste zurückwirken [17]. Mit der Kenntnis der Temperaturfunktionen der Gasparameter und einfachen Randbedingungen kann das Gleichungssystem numerisch gelöst werden. Dies wurde z. B. für Edelgas-Hochdruck-Kurzbogenlampen durchgeführt [73]. Viel öfter wurde jedoch der Weg beschritten, daß man aus Messungen der zugänglichen Größen

wie Spannungsgradient, Temperatur und Stromstärke an einem Lichtbogen mit definierten Randbedingungen die Eigenschaften des Plasmas bestimmte [19, 60, 74, 75].

B.1 Die Energiebilanz des Lichtbogens

Im stationären Betrieb stellt sich in der Lichtbogensäule ein Gleichgewicht zwischen der aufheizenden Energie des elektrischen Stromes und den abkühlenden Energieverlusten durch Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung ein, was zu einer festen Temperaturverteilung führt. Diese Temperaturverteilung bestimmt primär die Plasmaeigenschaften wie elektrische Leitfähigkeit, Wärmeleitfähigkeit, Dichte und spezifische Wärmekapazität, wird aber ihrerseits durch die Temperaturabhängigkeit gerade dieser Gaseigenschaften selbst stark beeinflußt. Als Bestimmungsgleichung für die Plasmatemperatur kann die Elenbaas-Hellersche Differentialgleichung für die Energiebilanz [17] herangezogen werden. Die der Volumeneinheit zugeführte elektrische Energie $\sigma \cdot E^2$ muß im stationären Betrieb der abgeführten Energie durch Wärmeleitung $\text{div } \lambda \cdot \text{grad } T$, Konvektion $\rho \cdot c_p \cdot v \cdot \text{grad } T$ und Strahlung $S(T)$ gleich sein:

$$\sigma \cdot E^2 - \text{div } \lambda \cdot \text{grad } T - \rho \cdot c_p \cdot v \cdot \text{grad } T - S(T) = 0 \quad (\text{B.1.1})$$

mit

E = elektrische Feldstärke,

T = Plasmatemperatur,

v = Strömungsgeschwindigkeit im Plasma

und

$\sigma = \sigma(T)$ - elektrische Leitfähigkeit,

$\lambda = \lambda(T)$ - Wärmeleitfähigkeit,

$\rho = \rho(T)$ - Dichte,

$c_p = c_p(T)$ - Wärmekapazität.

Die sich nach Gl. (B.1.1) einstellende Temperaturverteilung und die ihr entsprechenden Plasmaeigenschaften bestimmen die thermischen Verluste der Bogensäule und ihre elektrische Leitfähigkeit. Um z. B. höhere Verluste infolge äußerer Einflüsse zu kompensieren, findet eine Erhöhung der Säulenspannung statt, bis die aus dem Netz einem Bogenelement zugeführte Leistung gleich seiner Verlustleistung ist.

Die Transportkoeffizienten in der Gl. (B.1.1) und ihre Temperaturabhängigkeit sind für Helium bis etwa 50000 K theoretisch unter der Annahme thermischer Gleichgewichtsbedingungen von Lick und Emmons [59] bestimmt worden. Sie hatten die spezifische Wärme, Wärmeleitfähigkeit und die elektrische Leitfähigkeit für Drücke von 10^4 bar bis 10^3 bar berechnet. Wegen starker Änderung der Plasmazusammensetzung im betrachteten Temperatur- und Druckbereich — während bei niedrigen Temperaturen das Gas im

wesentlichen aus neutralen Atomen besteht und nur leicht ionisiert ist, besteht das He-Plasma bei hohen Temperaturen und niedrigen Drücken fast ausschließlich aus doppelt geladenen Kernen und Elektronen — wurden zwei Berechnungsverfahren angewandt. Zwischen den Gültigkeitsbereichen der beiden Methoden wurde dann interpoliert.

B.2 Elektrische Leitfähigkeit des Plasmas

Die elektrische Stromdichte in einem Stromleiter ist durch die Dichte, die Ladung und die Beweglichkeit der Ladungsträger im angelegten elektrischen Feld gegeben. Mit der Annahme einer zur elektrischen Feldstärke proportionalen Geschwindigkeit und der Vernachlässigung des Stromtransports durch die Ionen (wegen ihrer geringeren Geschwindigkeit im Vergleich zu den leichteren Elektronen), ist die elektrische Leitfähigkeit durch das (erweiterte) Ohmsche Gesetz gegeben zu

$$\sigma = e \cdot n_e \cdot b \quad (\text{B.2.1})$$

mit

e = Elektronenladung ($1,6 \cdot 10^{-19}$ As),

n_e = Elektronendichte im Plasma (cm^{-3}) und

b = Beweglichkeit der Elektronen ($\text{V}^{-1}\text{m}^2\text{s}^{-1}$).

Die Beweglichkeit b ist proportional der freien Weglänge und umgekehrt proportional der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen. Während die mittlere Elektronengeschwindigkeit eine reine Funktion der Temperatur ist und mit \sqrt{T} wächst, nimmt die freie Weglänge mit T mehr als quadratisch zu und hängt zusätzlich von der Teilchenkonzentration ab.

Die Konzentration der freien Ladungsträger in einem Plasma, das sich im thermischen Gleichgewicht befindet, wird durch die Eggert-Sahasche Gleichung [17] beschrieben:

$$\frac{n_e \cdot n_i}{n_0} = C_1 \cdot \frac{(2\pi \cdot m_e \cdot k \cdot T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot e^{-\frac{E_i}{k \cdot T}} \quad (\text{B.2.2})$$

mit m_e = Elektronenmasse ($9,1 \cdot 10^{-31}$ kg),

h = Planksches Wirkungsquantum ($6,63 \cdot 10^{-34}$ Js) und

k = Boltzmann-Konstante ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K),

E_i = Ionisierungsenergie des Gases (eV),

T = Plamatemperatur (K) und

C_1 = Konstante,

wobei der Index e für Elektron, i für Ion und θ für Neutralteilchen steht.

Bei einem geringen Ionisierungsgrad und bei Quasineutralität des Plasmas geht Gl. (B.2.2) über in

$$n_e = \text{Const} \cdot p^{\frac{1}{2}} \cdot T^{\frac{1}{4}} \cdot e^{-\frac{E_i}{2k \cdot T}}, \quad (\text{B.2.3})$$

woraus zusätzlich der Einfluß des Druckes deutlich wird.

Wie die Gleichungen (B.2.2) und (B.2.3) zeigen, hängt die Elektronenkonzentration n_e stark von der Temperatur T aber auch über E_i von der Gasart ab. Liegt ein Gasgemisch vor, dann ist Gl. (B.2.2) für jede Komponente mit ihrer Ionisierungsarbeit einzeln anzusetzen. Besonders beim Helium, das die höchste Ionisierungsenergie aufweist, kann eine Verunreinigung durch andere Gase vor allem aber durch Metallionen eine drastische Erhöhung der Elektronendichte bewirken. Wie Palacin [73] zeigt, bewirkt bereits eine 1000:1 Dotierung von Helium mit Thalliumjodid (TlJ) eine starke Reduzierung der Ionisierungsarbeit. Thallium stellt in diesem Falle bis zu einer Temperatur von 15000 K den Ionenhauptlieferanten dar.

B.3 Die Strom-Spannungs-Charakteristik des Lichtbogens

Der Lichtbogen kann wie jeder elektrische Dipol durch seine Strom-Spannungskennlinie charakterisiert werden. Die Brennspannung des Bogens setzt sich additiv aus den Spannungsabfällen an der Anode und Kathode sowie der Spannung der Säule zusammen. Die Spannung des Anoden- und Kathodenfalls hängt hauptsächlich vom Elektrodenmaterial, dem Entladungsgas und etwas von der Stromstärke ab. Für Cu-Elektroden in Helium liegt die Spannung der Fallgebiete bei etwa 15 V für Ströme unterhalb 100 A [13] und etwa 70 V für Ströme um 100 kA [20]. Die Säulenspannung hängt von den im Abschnitt B.1 genannten äußeren und inneren Einflüssen ab und ist der Säulenlänge des Bogens proportional, d. h. die Lichtbogensäule weist einen konstanten Spannungsgradienten $E = U_s/a_{LB}$ (a_{LB} = Bogenlänge) auf, wie es aus Abb. B.1 hervorgeht.

In Abb. B.2 ist der allgemeine Verlauf der Spannung über der Stromstärke für einen Lichtbogen dargestellt. Im Bereich niedriger Ströme besitzt der Bogen i. a. eine fallende oder negative Kennlinie. In diesem Bereich werden mit steigendem Strom die Bedingungen für das lokale thermische Gleichgewicht immer besser erfüllt [14]. Mit höherer Temperatur ist eine Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit verbunden, so daß die für den Stromtransport benötigte Spannung gesenkt werden kann. Dem schließt sich ein

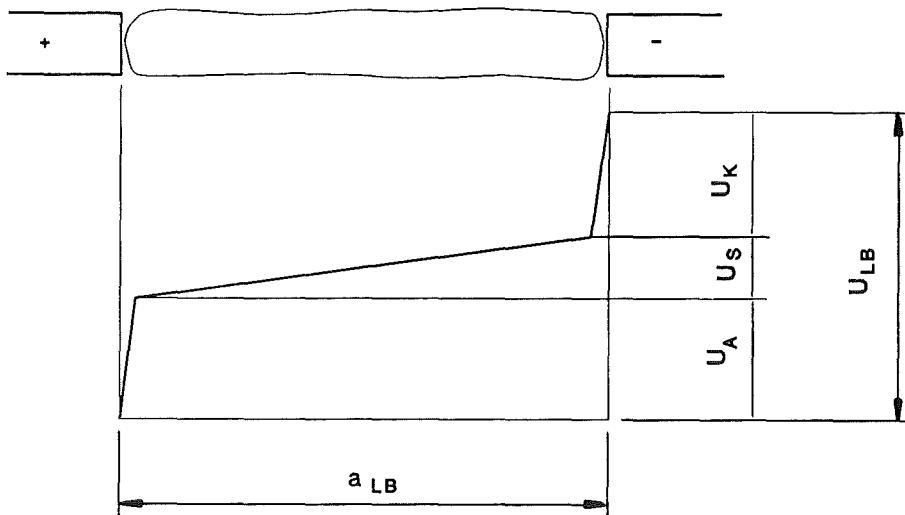


Abb. B.1: Spannungsverteilung im Lichtbogen über der Bogenlänge:
 U_A = Anodenfall; U_K = Kathodenfall; U_S = Spannung an der Säule.

Bereich an, in dem die Bogenspannung nahezu stromunabhängig ist. Hier wächst bei weiterer Energiezufuhr vor allem der Bogendurchmesser, so daß der leitende Querschnitt des Bogens zunimmt und die Spannung konstant bleibt. Für höhere Ströme weist besonders der räumlich eingeschlossene Bogen, dessen Durchmesser nicht weiter wachsen kann, eine positive d.h. mit wachsendem Strom steigende Kennlinie auf. Dieser positive Ast der Bogencharakteristik wird einerseits durch starke Kühlung des Bogens durch die Wandung und andererseits durch den Anstieg der Bogenstromdichte begründet. Die Breite der einzelnen Bereiche hängt von den äußeren Randbedingungen wie z. B. räumliche Einengung, Kühlung, Gasart ab [17]. So können Lichtbögen mit gleicher Stromstärke völlig unterschiedliche Charakteristik besitzen: positive I-U-Charakteristik, wenn der Bogen in einem engen Rohr brennt und stark gekühlt wird, dagegen negative Charakteristik, wenn der Lichtbogen frei brennt.

Der fallende und der steigende Ast der Bogenkennlinie können sowohl für die gesamte Lichtbogenspannung U als auch für die Säulenfeldstärke E mit Hilfe eines empirischen Ansatzes folgender Form beschrieben werden [16, 17]:

$$U = A_1 + \frac{B_1}{I^n} \quad \text{bzw.} \quad E = A_2 + \frac{B_2}{I^n} \quad (\text{B.3.1})$$

Die Konstanten A und B und der Exponent n sind versuchsabhängig und unterschiedlich für die beiden Äste der Kennlinie. Für den fallenden Teil der Kennlinie ist ein positives n kleiner 1 und für den steigenden Ast ein negatives n einzusetzen.

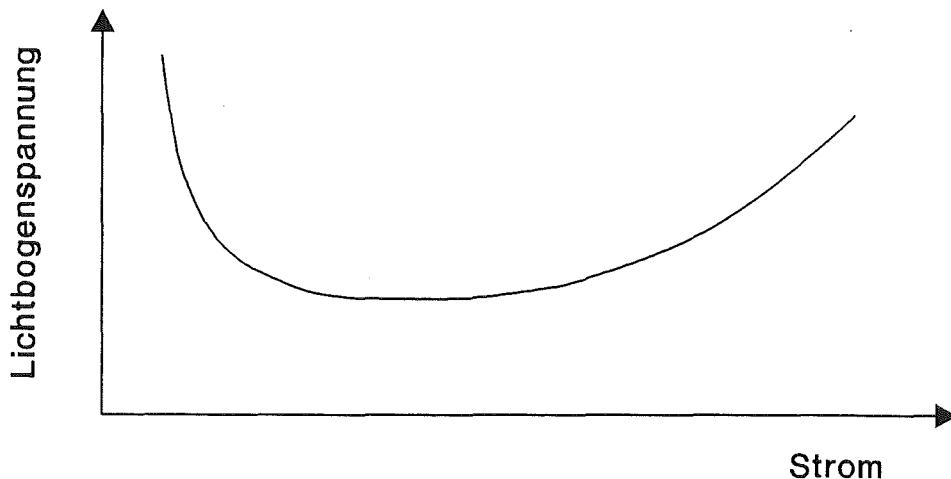


Abb. B.2: Allgemeine Abhängigkeit der Brennspannung eines Lichtbogens von der Stromstärke.

Die gesamte Lichtbogenspannung nimmt mit der Bogenlänge zu, doch auch das Verhalten des Bogens wird stark durch seine Länge beeinflußt. Mit der Lichbogenlange nehmen die Konvektionsströmungen um den Bogen zu, wodurch vor allem der frei brennende Bogen ausgelenkt und sein Brennverhalten unruhig wird. Mit steigendem Druck wird die gesammte Bogenkennlinie zu höheren Werten hin verschoben. Der Einfluß des Druckes erfolgt direkt über den Ionisierungsgrad, d. h. über die Anzahl der stromtragen- den Elektronen nach der Eggert-Saha-Gleichung, als auch indirekt über Beeinflussung der Transportkoeffizienten in der Elenbaas-Hellerschen Gleichung für die Energiebilanz. Zusätzlich wird der leitende Querschnitt des Bogens mit zunehmendem Druck reduziert. Der gesamte Druckeinfluß liegt im Bereich von $p^{1/6}$ bis $p^{1/2}$ [13].

B.3.1 Abschätzung des Lichtbogenspannungsgradienten aus vorhandenen theoretischen Werten für die elektrische Leitfähigkeit

Mit berechneten (theoretischen) Werten von Lick und Emmons [59] für die elektrische Leitfähigkeit σ für Helium und den experimentell ermittelten Werten von Uhlenbusch, Fischer und Hackmann [60, 61] kann der Bereich des Spannungsgradienten bzw. der Brennspannung für einen Bogen bestimmter Länge abgeschätzt werden. Es wird ein parabelförmiges Temperaturprofil [14] mit einer mittleren Plasmatemperatur im Bereich von 20000 K bis 30000 K angenommen, die nach [61] in einem stark gekühlt, räumlich eingeschlossen Bogen mit einer mittleren Stromdichte von 25 bis 30 A/mm² vorliegt. Nach dem Ohmschen Gesetz erhält man für die theoretischen Werten aus [59] eine Bogenfeldstarke von etwa 14 V/cm bis etwa 30 V/cm. Das heißt, die Spannung eines 20-mm-Bogens liegt im Bereich von 68 V bis 100 V. (Die Annahme eines Elektrodenfalls von 40 V ist in Kap. 5.3 begründet.) Legt man die experimentellen Ergebnisse aus

[61] für die elektrische Leitfähigkeit σ zugrunde, so ergeben sich keine großen Unterschiede für die Lichtbogenspannung. Hiernach besitzt ein He-Bogen im angenommenen Temperaturbereich einen Spannungsgradienten von etwa 25 V/cm bis 40 V/cm, was übertragen auf einen 20-mm-Bogen einer Brennspannung von etwa 90 V bis 120 V entspricht. Diese Werte sind in Kap. 8.1 mit eigenen Messungen der Lichtbogenspannung verglichen worden. Die Analyse zeigt, daß äußere Bedingungen, wie z. B. die Form der Elektroden, einen großen Einfluß auf die Spannung hat.

B.4 Ähnlichkeitsgesetze für Gasentladungen

Ähnlichkeitsgesetze für Gasentladungen verbinden Eigenschaften von Entladungen mit gleichen äußeren Bedingungen (Elektrodenmaterial, umgebende Gefäßwände, Gasfüllung, etc.) aber mit verschiedenen geometrischen Dimensionen [13]. Zwei Gasentladungen werden als ähnlich bezeichnet, wenn deren Linearabmessungen wie Rohrradius R , Polabstand a , mittlere freie Weglänge usw. das gleiche Transformationsverhältnis aufweisen [13, 28]. Ähnliche Entladungen werden durch dieselbe Differentialgleichung beschrieben [29]. Sie besitzen bei gleicher Gasfüllung gleiche Strom-Spannungs-(I-U)-Kennlinie und setzen wegen des ähnlichen Temperaturprofils $T(r)$ die gleiche Leistung pro Längeneinheit um. Die Strom-Feldstärke-(I-E)-Charakteristik ähnlicher Lichtbögen ist jedoch wegen unterschiedlicher Länge der Entladungsstrecken verschieden.

Aus den Ähnlichkeitsbetrachtungen kann eine Reihe von charakteristischen Größen, wie z. B. $R \cdot p$, E/p und j/p^2 mit R als Radius der Entladungsstrecke, p als Druck und j als Stromdichte abgeleitet werden, die für verschiedene Entladungen konstant bleiben, wenn die Bedingungen für die Ähnlichkeit eingehalten werden. Dazu gehört auch, daß die sog. verbotenen Volumenprozesse [13], wie z. B. Elektronenrekombination oder Stufenionisation, nur eine untergeordnete Rolle spielen dürfen. Aus den genannten Größen können durch Kombination neue Kenngrößen gewonnen werden. So folgt z. B. ein besonders für technische Anwendungen interessanter Zusammenhang zwischen dem Säulengradienten E und der Stromstärke I . Die $E \cdot R$ -Kurven aufgetragen über I/R fallen für Lichtbögen, die in Rohren mit verschiedenen Durchmessern aber bei sonst gleichen Bedingungen brennen, zu einer Kurve zusammen. Dies gilt jedoch nur, wenn die Strahlung des Bogenplasmas vernachlässigt werden kann.

Untersuchungen von Uhlenbusch, Fischer und Hackman [60, 61] an He-Bögen mit einem Radius von 1,5 mm bzw 3,0 mm und einer Stromstärke bis 400 A zeigen, daß für kleinere Ströme die $E \cdot R$ -Kurven leicht voneinander abweichen. Begründet wird dieses Verhalten mit vorhandenen Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht, das wegen des geringen Ionisationsgrades vor allem im unteren Temperaturbereich (< 15000 K) vorliegt. Durch die Diffusion der Elektronen aus der Bogenachse in die äußeren Bogenbereiche tritt eine Abweichung des Elektronenprofils von dem theoreti-

schen Sahagleichgewicht auf. Dies hat zur Folge, daß auch die radiale Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit verändert wird [61]. Die Unterschiede werden mit höheren Strömen jedoch geringer [60], denn dann sind die Bedingungen für das thermische Gleichgewicht besser erfüllt [14]. Folglich kann die Ähnlichkeitsbetrachtung zum Vergleich von Lichtbogencharakteristiken herangezogen werden, wenn das I/R-Verhältnis nicht zu klein ist.